TOME 15. N° 1. JANVIER 1954

LE JOURNAL DE PHYSIQUE

ET

LE RADIUM

DÉTERMINATION DE LA PROPORTION DE MÉSOTHORIUM, RADIUM, RADIOTHORIUM, DANS UNE AMPOULE DE MÉSOTHORIUM COMMERCIAL

Par Mme IRÈNE CURIE,
Laboratoire Curie.

Sommaire. — Au moyen d'un compteur à scintillation avec sélecteur d'énergie, on peut déterminer par une méthode simple la proportion de MTh, Ra, RTh, contenue dans une ampoule scellée. On peut facilement aussi s'assurer qu'un tube de radium est exempt de mésothorium et de radiothorium.

On sait que le mésothorium 1 qui est extrait des minerais de thorium est toujours mélangé d'une certaine quantité de radium, son isotope, car ces minerais contiennent toujours une certaine proportion d'uranium. Le mésothorium reforme du radiothorium.

Le rayonnement pénétrant d'une ampoule de mésothorium commercial vient de MTh 2, du dépôt actif du thorium et du dépôt actif du radium; pour une ampoule scellée depuis plus d'un mois, ces radioéléments sont en équilibre respectivement avec MTh 1, RTh et Ra. La proportion de ces trois corps varie au cours du temps. Au cours des premières années l'activité totale croît par suite de la formation de RTh, elle décroît ensuite lentement par suite de la décroissance de MTh et RTh en équilibre de régime. Au bout d'un temps suffisamment long, il ne reste plus que Ra et ses dérivés.

La valeur commerciale d'une ampoule de mésothorium devrait donc dépendre non pas uniquement de son activité au moment de la vente, mais de son état d'évolution; comme le mésothorium a été très utilisé pour des usages médicaux, le problème de la détermination des proportions de MTh, RTh et Ra dans une ampoule scellée a préoccupé les services de mesure des divers pays. Naturellement la question intéresse aussi les laboratoires qui possèdent du mésothorium destiné à des usages scientifiques.

On mesure les ampoules de mésothorium et de radiothorium par leur rayonnement γ pénétrant, par rapport à un étalon de radium; la quantité qui donne le même courant d'ionisation que 1 mg de radium est appelée « 1 mg-équivalent de radium », mais cette quantité varie pour une même ampoule selon l'appareil de mesure utilisé et surtout selon la filtration des rayons.

Au Laboratoire Curie, on a établi pour un dispositif de mesure déterminé (le grand condensateur utilisé ordinairement) la correspondance de la valeur du milligramme-équivalent de MTh 1 + 2 ou de RTh + dérivés : ceci a pu être fait grâce à des mesures calorimétriques sur RTh ou des mesures d'activité α du dépôt actif, et à l'étude de la formation de RTh dans du mésothorium exempt de radium qui avait été extrait de thorium anciennement purifié [1], [2], [3].

Il est difficile de déterminer la proportion de MTh, RTh, Ra dans une ampoule scellée, parce que les rayonnements γ les plus énergiques des dérivés de ces trois corps n'ont pas une pénétration très différente (absorption de moitié dans 11 mm, 15 mm et 13 mm de plomb respectivement). On a tenté de résoudre la question par plusieurs procédés : 1° mesure à travers des épaisseurs de plomb variant de 0,5 cm à 10 cm; 2° mesures calorimétriques; 3° mesures basées sur la production de neutrons par réaction (γ, n) dans le beryllium ou l'eau lourde, l'efficacité de ces réactions variant beaucoup avec l'énergie des rayons γ [4], [5], [6], [7].

Toutes ces méthodes sont d'une application difficile pour des mesures courantes. Pour les besoins commerciaux on se contente de donner la valeur globale des ampoules de MTh en milligrammes-équivalents. D'autre part, pour les ampoules de radium, les services de mesure ne garantissent la teneur que sous la réserve que le radium est exemp

de mésothorium, comme il n'y a pas de moyen simple pour vérifier ce point.

Au moyen des compteurs à scintillation, qui sont devenus d'un emploi courant dans les laboratoires de radioactivité au cours des dernières années, j'ai pu établir une méthode pratique pour déterminer la proportion de MTh, RTh et Ra contenue dans une ampoule.

On compte les rayons secondaires émis par les rayons γ, au moyen d'un compteur à scintillation

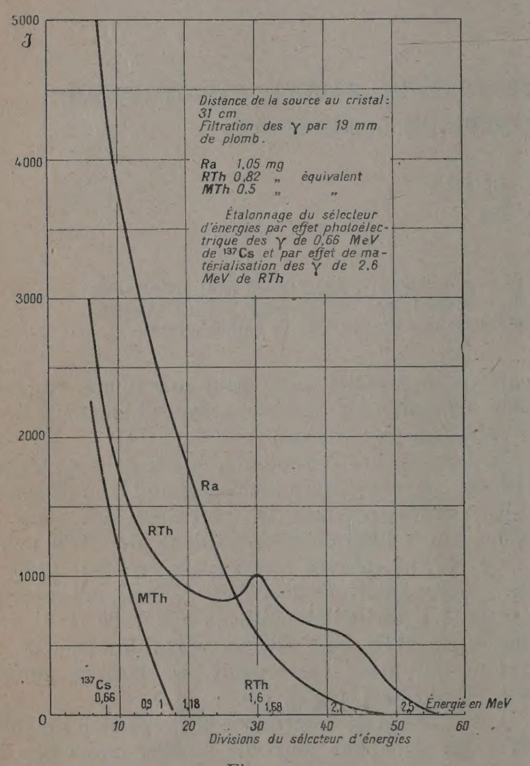


Fig. 1.

associé à un discriminateur qui sélectionne les rayons compris dans une bande d'énergie de largeur déterminée que l'on peut déplacer. J'ai utilisé un cristal d'iodure de sodium contenant du thallium, de 2 cm de diamètre et de 7 mm d'épaisseur. La bande d'énergie était de 180 keV et on la déplaçait entre 0,5 et 2,7 MeV. Les sources de rayons γ étaient placées horizontalement, au-dessus du cristal dans une protection de plomb formant canaliseur; on pouvait les placer à diverses hauteurs et faire varier la filtration du rayonnement.

On a étudié une ampoule de radium, une ampoule de radiothorium et une ampoule de mésothorium n'ayant pas été traitée depuis plus de 15 ans et dans laquelle le radiothorium était par conséquent en équilibre avec le mésothorium.

On voit sur la figure 1 la grande différence de forme de la courbe obtenue pour Ra et RTh quand on déplace la bande d'énergie dans laquelle on fait la mesure. Pour des ampoules dont l'activité est du même ordre au grand condensateur du service de mesure, l'intensité due au radium est beaucoup plus grande aux faibles énergies, beaucoup plus petite aux grandes énergies.

Le dépôt actif du radium a un grand nombre de rayons γ d'énergies diverses jusqu'à 2,2 MeV, dont on ne peut séparer les effets. Le dépôt actif du thorium émet diverses raies parmi lesquelles la raie de 2,6 MeV du ThC'' est particulièrement intense.

La limite supérieure de l'énergie est environ 2,2 MeV pour Ra et 2,6 MeV pour RTh, ce qui correspond bien aux électrons Compton les plus rapides des rayons γ les plus énergiques de RaC et de ThC''. Avec RTh on observe à 1,6 MeV un maximum qui correspond aux paires d'électrons de matérialisation des quanta de 2,6 MeV.

Comme l'énergie varie linéairement avec les divisions du sélecteur, pour étalonner celui-ci il suffit de repérer deux énergies connues : on a utilisé le maximum de la courbe de RTh pour 1,6 MeV et le maximum dû à la raie photoélectrique du rayonnement γ émis par ^{137}Cs, qui donne 0,66 MeV.

Une source de MTh + RTh + Ra est équivalente à la superposition d'une source de Ra, une source de RTh et une source de MTh 1 + 2. MTh 1 ne donne aucun rayonnement et pour MTh 2 les rayons γ les plus énergiques ont 0,91 et 0,97 MeV. Par conséquent au-dessus de 1 MeV, MTh 1 + 2 n'a aucun effet et la courbe de variation en fonction de l'énergie est la somme de deux courbes de la forme correspondant à Ra et RTh, dont les ordonnées sont multipliées par un coefficient convenable dépendant de la proportion de ces deux corps dans l'ampoule de MTh.

On tracera donc la courbe de variation de l'intensité en fonction de l'énergie pour le tube de MTh et l'on déterminera la proportion de Ra et RTh en utilisant la portion de cette courbe qui correspond à une énergie supérieure à 1 MeV.

Appelons ξ la valeur de l'ampoule de radium exprimée en milligrammes et η celle de l'ampoule de radiothorium exprimée en milligrammes-équivalents. Appelons x, y, z, les quantités de Ra, RTh et MTh contenues dans l'ampoule de mésothorium, et Q son activité totale en milligramme-équivalent, qui est connue.

Appelons i, j et $\mathcal{J}$ les intensités mesurées à une énergie déterminée, avec les ampoules de Ra, RTh, MTh.

Pour deux énergies supérieures à 1 MeV, on a

$$\mathcal{J}_1 = \frac{i_1}{\xi} x + \frac{j_1}{\eta} y,$$

$$\mathcal{J}_2 = \frac{i_2}{\xi} x + \frac{j_2}{\eta} y.$$

Ce système d'équations permet de déterminer x et y, puisque ξ et η sont connus.
On a d'autre part

$$z = Q - x - y.$$

L'analyse de l'ampoule est donc complète puisque l'on connaît en milligrammes-équivalents les quantités x, y, z de Ra, RTh et MTh de l'ampoule.

En pratique on opère d'une manière un peu différente, parce que la résolution d'un système d'équations est ennuyeuse et qu'elle ne permet pas de voir facilement l'effet des écarts des mesures sur la précision obtenue.

Première méthode. — On calcule les intensités par milligramme, $\frac{i}{\xi}$ et $\frac{j}{\eta}$, relatifs à Ra et RTh pour chaque énergie.

Portant x et y en abscisses et en ordonnées, on trace les deux droites représentées par les équations précédentes. Leur intersection donne les valeurs de x et de y.

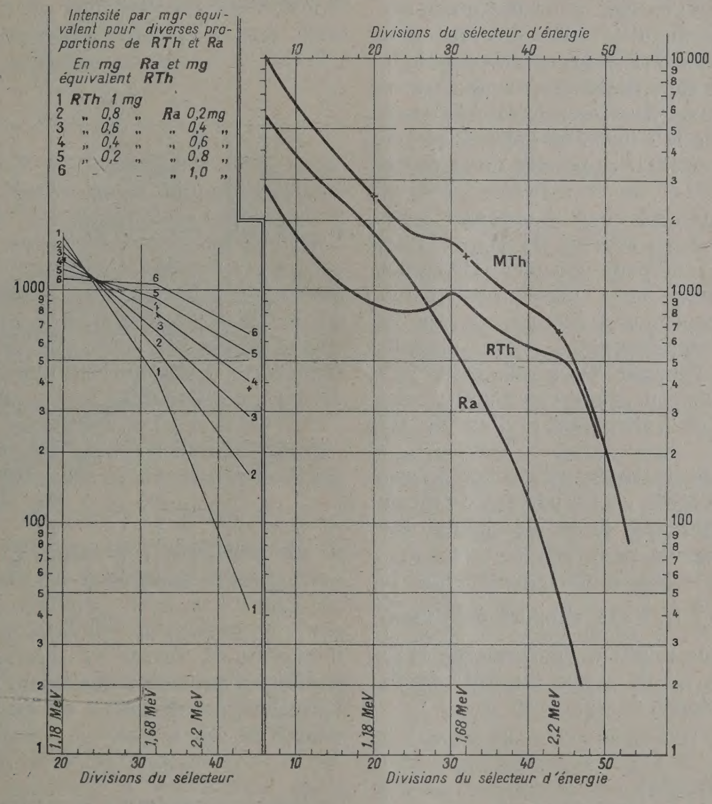


Fig. 2 *a*. Fig. 2 *b*.

Si l'on utilise une troisième, une quatrième valeur de l'énergie pour avoir d'autres équations, les nouvelles droites doivent couper les précédentes au même point. Ceci ne sera pas exactement réalisé à cause des erreurs expérimentales, mais on aura des points très voisins.

Si l'on mesure un tube de MTh pour lequel on sait que l'équilibre est réalisé entre le mésothorium et le radiothorium on a une équation supplémentaire pour la détermination de l'intersection.

On a en effet

$$x + y + z = Q \qquad \text{et} \qquad z = ky,$$

k étant un coefficient que l'on peut calculer si l'on connaît la valeur du millicurie de MTh et de RTh à l'appareil de mesure utilisé.

Les périodes de MTh et RTh étant respectivement de 6,7 et 1,9 ans, 1 mC de MTh est en équilibre de régime avec 1,4 mC de RTh.

Au grand condensateur du service de mesure : 1 mg-équivalent de RTh représente 1,08 mC [1], 1 mg-équivalent de MTh représente 1,5 mC.

On en déduit que 1 mg-équivalent de RTh est en équilibre de régime avec 0,5 mg-équivalent

[1] La valeur publiée est 1,09, mais elle a subi une petite correction, par suite de changements dans les données physiques utilisées pour son évaluation [8].

de MTh. Donc si cet équilibre est réalisé on a

$$x + y(1 + k) = Q, \quad \text{avec} \quad k = 0,5,$$

donc

$$x + 1,5y = Q.$$

La droite représentée par cette équation doit couper les droites tracées précédemment au même point où elles se coupent entre elles.

Deuxième méthode. — Si l'on trace sur papier logarithmitique les courbes de variation de l'intensité en fonction de l'énergie pour des ampoules de MTh contenant en quantité différente un même mélange de MTh, Ra, RTh, les courbes ont la même forme et sont superposables par une translation parallèle à l'axe des intensités. Au-dessus de 1 MeV, la forme de la courbe ne dépend que de la proportion de Ra et RTh et permet de la déterminer.

Connaissant les intensités i et j obtenues pour diverses énergies avec les sources de Ra et RTh de valeurs ξ et η, on peut calculer l'intensité relative à une source de 1 mg-équivalent qui contiendrait des proportions diverses de Ra et RTh. La figure 2 *a* représente les points obtenus pour trois valeurs de l'énergie. On a relié ces points par des droites simplement pour reconnaître ceux qui sont relatifs à une même proportion de Ra et RTh.

Si l'on a les intensités relatives aux mêmes énergies pour une ampoule de MTh, en les portant de même sur un papier logarithmique et en décalquant sur un papier transparent, on peut voir sur quel graphique ils se placent le mieux et connaître ainsi la proportion $\frac{x}{y}$ de Ra et RTh. Le rapport des intensités dans le graphique relatif à l'ampoule de MTh et dans ce graphique relatif à une intensité totale de 1 mg-équivalent, donne la valeur de $x + y$.

Application :

ampoule Ra : 1,05 mg;
ampoule RTh : 0,82 mg-équivalent;
ampoule MTh : 2,2 mg-équivalents.

Les sources sont placées à 31 cm du cristal, les rayons γ sont filtrés par 1,9 cm de plomb.

Les courbes de variation de l'intensité en fonction de l'énergie sur papier logarithmique sont représentées dans la figure 2 *b*. Les graphiques de la figure 2 *a* ont été faits d'après trois points pris sur ces courbes pour les divisions 20, 32 et 44. Les points correspondants de la courbe de MTh marqués par des croix se placent par translation entre les graphiques n°s 4 et 5, plus près du premier. On peut admettre pour cette ampoule les proportions 0,55 de RTh, 0,45 de Ra. L'intensité pour les points de la courbe de MTh est 1,8 fois celle des points correspondants du graphique.

On a donc

$$\frac{x}{y} = \frac{0,45}{0,55}, \quad x + y = 1,8;$$

d'où

$$x = 0,8 \text{ mg de Ra},$$
$$y = 1,0 \text{ mg-équivalent de RTh}.$$

On peut d'autre part faire la solution graphique des équations linéaires. D'après les valeurs de i et j pour les divisions 22, 32 et 44 on calcule $\frac{i}{\xi}$ et $\frac{j}{\eta}$ et l'on a les équations

$$1\,690x + 1\,110y = 2\,500,$$
$$420x + 1\,050y = 1\,400,$$
$$41x + 650y = 680$$

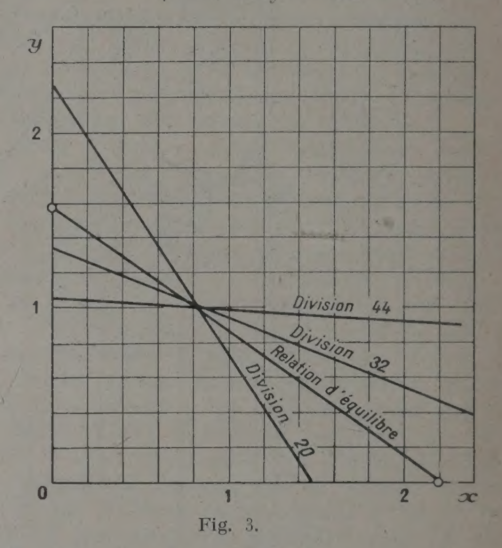


Fig. 3.

et comme l'ampoule a une valeur totale de $Q = 2,2$ mg-équivalents et que MTh est en équilibre de régime avec RTh, on a

$$x + 1,5y = 2,2.$$

La figure 3 représente ces quatre droites. On voit que les intersections des trois droites correspondant aux divisions 20, 32 et 44 du sélecteur se font sensiblement en un même point ainsi que celles avec la droite qui correspond à la relation d'équilibre radioactif. Ce point a pour coordonnées $x = 0,8$, $y = 1$, ce qui s'accorde avec les résultats obtenus par l'autre méthode.

On voit que la valeur exacte des énergies qui correspondent aux divisions choisies ne joue aucun rôle dans la détermination, mais il est nécessaire qu'elles soient assez différentes pour que les droites ne fassent pas entre elles des angles trop faibles, car en ce cas, la moindre erreur expérimentale se traduirait par un très grand changement de l'intersection.

La quantité de MTh en équilibre avec 1 mg-

équivalent de RTh étant de 0,5 mg, la composition de l'ampoule est donc

$$x = 0,8 \text{ mg},$$
$$y = 1,0 \text{ mg},$$
$$z = 0,5 \text{ mg}.$$

Le total fait 2,3 mg-équivalents au lieu de 2,2 mg, mais on n'avait pas mesuré les tubes au grand condensateur avec une très grande précision, de sorte qu'il n'y a pas lieu de s'étonner de cette différence.

Connaissant x et y on peut calculer l'intensité I due au radium et au radiothorium contenus dans l'ampoule de MTh, à partir des intensités i et j :

$$I = \frac{x}{\xi} i + \frac{y}{\eta} j.$$

La courbe de variation de I en fonction de l'énergie et la courbe de variation de $\mathcal{J}$, intensité donnée par l'ampoule de MTh doivent coïncider dans la limite des erreurs expérimentales au-dessus de 1 MeV. C'est ce que l'on observe en effet. Au-dessous de 1 MeV, la différence $\mathcal{J} - I$ donne l'intensité due à MTh. On a tracé dans la figure 1 la courbe de variation de cette intensité : elle tombe à zéro vers 1,1 MeV, valeur un peu supérieure à l'énergie des rayons γ de MTh, ce qui est normal, puisque la bande d'énergie du sélecteur est de 0,18 MeV.

Au-dessous de 0,8 MeV l'intensité par milligramme-équivalent pour MTh est plus grande que pour RTh, et un peu plus faible que pour Ra.

Conclusions sur l'utilisation pratique de la méthode. — Si l'on désire déterminer la proportion de MTh, Ra, RTh contenue dans des ampoules, il faut disposer d'une ampoule de radium et d'une ampoule de radiothorium. Au moyen d'un appareil de mesure utilisant le rayonnement γ pénétrant on détermine la valeur de toutes les ampoules, en milligrammes-équivalents par rapport à un étalon de radium. On aura ainsi les valeurs ξ, η et Q.

Au moyen d'un compteur à scintillation muni d'un sélecteur, que l'on suppose avoir été étalonné, on mesure les ampoules pour deux énergies très différentes, en dessus de 1 MeV. Il semblerait avantageux de prendre l'un des points vers 2,3 MeV, valeur pour laquelle l'effet du radium est négligeable alors que l'effet du radiothorium est encore notable, mais pour des sources donnant une grande intensité aux faibles énergies, les mesures aux grandes énergies risquent d'être faussées par quelques impulsions résultant de la somme de deux quanta trop rapprochés, et cet effet est relativement plus important si le nombre des coups est très faible. On prendra donc plutôt un point entre 2 et 2,2 MeV; on choisira l'autre point un peu supérieur à 1 MeV, entre 1,2 et 1,4 MeV, par exemple. Remarquons que l'étalonnage du sélecteur en énergie n'a pas besoin d'être très précis.

On mesure les intensités i, j, $\mathcal{J}$ pour les divisions du sélecteur qui ont été choisies, ce qui permet de déterminer x et y comme on l'a vu plus haut.

La valeur z de la quantité de mésothorium sera en général déterminée par différence, ce qui est peu précis.

Si la correspondance des milligrammes-équivalents et des millicuries est connue, et si la proportion de MTh et RTh peut être calculée on pourra déterminer z avec plus de précision, par son rapport avec la valeur de y.

La proportion de MTh et RTh peut être calculée dans deux cas :

1° ampoule d'origine inconnue mais où l'équilibre de régime est sûrement réalisé (c'est le cas quand une ampoule est restée longtemps au laboratoire);

2° ampoule dont on connaît la date de préparation, ou celle d'un traitement chimique l'ayant privée complètement de RTh.

La précision ne peut être bonne que si les conditions d'angle solide sont à peu près les mêmes pour les ampoules de Ra, de RTh et de MTh. Avec une distance de 31 cm entre la source et le cristal, on pouvait mesurer sans grande erreur des ampoules de dimensions sensiblement différentes, contenant 1 à 20 mg-équivalents. Pour des ampoules de MTh plus fortes il faudrait se placer à une distance plus grande, ce qui serait très favorable du point de vue de l'angle solide, mais exigerait l'emploi de sources de Ra et RTh plus fortes que celles que j'ai utilisées. On peut certainement analyser aussi des sources beaucoup plus faibles, de l'ordre du dixième de milligramme-équivalent, ou même moins, en rapprochant les sources et en diminuant la filtration, mais en ce cas il faut que les ampoules de MTh et celles de Ra et RTh aient des formes très analogues pour que des conditions correctes d'angle solide soient réalisées.

Le choix du degré de filtration des rayons γ ne semble pas avoir beaucoup d'importance, pourvu qu'il y ait au moins 5 mm de plomb pour absorber le grand nombre de quanta de faible énergie. On peut donc filtrer plus ou moins les rayons γ selon ce qui est commode du point de vue de l'intensité.

La forme des courbes ne dépend pas sensiblement de la distance source-cristal, ce qui permettrait au besoin de mesurer Ra et RTh à une distance source-cristal différente de celle utilisée pour MTh, pour déterminer le rapport $\frac{x}{y}$.

Le problème de la détermination de la proportion MTh, Ra, RTh ne se pose guère en ce moment du point de vue commercial, l'industrie du mésothorium étant très réduite; cette industrie peut toutefois renaître en relation avec l'industrie du thorium qui a repris beaucoup d'importance. Pour le moment la question est surtout intéressante pour les laboratoires qui possèdent du mésothorium.

Ce qui a un intérêt actuel du point de vue commercial, c'est de pouvoir établir qu'une ampoule contient du radium exempt de mésothorium et de radiothorium. Pour cela il n'est même pas nécessaire d'avoir un tube de radiothorium. Il suffit de comparer le tube à expertiser à un tube de radium exempt de mésothorium, au compteur à scintillation, pour deux énergies très différentes, supérieures à 1 MeV : les rapports des intensités mesurées doivent être les mêmes. Pour un tube très récemment préparé qui pourrait contenir MTh sans RTh on pourrait faire les rapports d'intensité à une énergie de l'ordre de 0,6 MeV pour laquelle MTh donne un effet important et à une énergie supérieure à 1 MeV. Remarquons que la comparaison peut même être faite sur une ampoule de radium qui n'est pas encore en équilibre avec le radon et le dépôt actif; le rayonnement pénétrant venant des dérivés du radium ayant la même composition que celui d'une ampoule en équilibre, avec seulement une intensité plus faible.

La précision facile à atteindre est de 10 pour 100 pour la détermination de la proportion de Ra et RTh, quand ces corps sont présents dans l'ampoule de MTh avec une activité comparable. D'autre part on peut facilement prouver qu'une ampoule de radium contient moins de 1 pour 100 de radiothorium.

Un essai fait avec un cristal plus épais, 10 mm d'épaisseur, a montré que l'effet des rayons γ de RTh est très augmenté par rapport à l'effet des rayons du radium au-dessus de 2,1 MeV, par rapport aux intensités obtenues avec le cristal de 7 mm, de sorte que l'on pourrait améliorer beaucoup la méthode en employant un tel cristal.

Manuscrit reçu le 16 septembre 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Joliot-Curie I. — Les Radioéléments naturels, Hermann, 1946, p. 144.

[2] Ricoux. — Étalonnage en millicuries du milligramme équivalent de Th $B + C$. Mesure des rayons α avec l'appareil de Marie Curie. *J. Physique Rad.*, 1937 **8**, 388.

[3] Winand. — Mesure calorimétrique de Th $B + C$ ou de RTh + dérivés. Étalonnage en millicuries du milligramme équivalent (*Thèse*, Bruxelles, 1939). *J. Physique Rad.*, 1939, **10**, 361.

[4] Bothe. — Détermination de la proportion de Ra, MTh, RTh contenue dans un tube, par absorption du rayonnement γ. *Z. Physik*, 1924, **24**, 10.

[5] Curie Marie et Yovanovitch. — Détermination de la proportion de Ra, RTh, MTh dans un tube par la mesure de la chaleur dégagée. *J. Physique Rad.*, 1928, **9**, 297.

[6] Halban H. V. Jr. — Différence entre les rayons γ de Ra et ceux de RTh pour la production des photoneutrons dans Be ou D. *C. R. Acad. Sc.*, 1938, **206**, 1170.

[7] Victor C. — Analyse des quantités de Ra et de RTh présentes dans une source de MTh sans traitement chimique. *J. Physique Rad.*, 1947, **8**, 298.

[8] Bouchez R. — Sur l'étalonnage des sources de rayons γ du Th C''. *J. Physique Rad.*, 1949, **10**, 415.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. TOME 15, JANVIER 1954, PAGE 6.

RÉSONANCE MAGNÉTIQUE SUR DES ATOMES ORIENTÉS OPTIQUEMENT

Par Jean BROSSEL, Bernard CAGNAC et Alfred KASTLER,
Laboratoire de Physique,
École Normale Supérieure, Paris.

Sommaire. — Des atomes de sodium d'un jet atomique ont été orientés par illumination avec de la lumière de résonance 5 890-5 896 Å polarisée circulairement. Ces atomes orientés ont été utilisés pour effectuer des transitions de résonance magnétique entre les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental $3^2 S_{\frac{1}{2}}$, transitions qui ont été détectées optiquement. A côté des résonances normales correspondant au passage d'un niveau m à un niveau adjacent on observe, lorsqu'on augmente l'amplitude du champ de haute fréquence, des résonances nouvelles très aigues qui font intervenir à la fois trois ou quatre niveaux Zeeman.

La création d'une inégalité de population entre les sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental des atomes à l'aide d'un dispositif de « pompage optique » [1] a été obtenue antérieurement [2], [3]. Nous avons perfectionné l'expérience portant sur un jet atomique de sodium. Les taux d'orientation obtenus ont été doublés, et les procédés optiques de détection de l'orientation se sont révélés sensibles et commodes. L'expérience décrite ci-après consiste à prendre un jet d'atomes orientés par le procédé précédent (décrit en détail dans la référence [2]) et à mesurer le signal d'orientation. Puis on provoque une résonance magnétique entre deux sous-niveaux Zeeman de l'état fondamental.

L'effet du champ de radiofréquence est d'égaliser la population des deux niveaux impliqués dans la résonance. Le signal d'orientation diminue, ce qui permet la mesure. Le montage utilisé est le suivant :

Un jet atomique de sodium, émis horizontalement, est placé dans un champ magnétique H_z perpendiculaire au jet. Celui-ci est illuminé en lumière circulaire droite σ_1^+ (ou gauche σ_1^-) (1) sur 23 cm de long avec la raie de résonance du sodium. La lumière excitatrice se propage dans la direction du champ magnétique H_z, l'illumination étant simultanée des deux côtés. Ceci constitue la région d'orientation. Le jet passe alors à l'intérieur d'une boucle faisant partie d'un circuit accordé, et dans laquelle on envoie une intensité réglable de radiofréquence. La fréquence utilisée, contrôlée par quartz, est de 108,5 MHz. Le champ magnétique oscillant H_1 est perpendiculaire à H_z et en fait, parallèle au jet. C'est dans cette zone de « désorientation » que les transitions sont produites. Le jet aborde alors la région de détection : il y est illuminé en lumière π. L'intensité circulaire droite $I_{\sigma+}$ réémise est mesurée par un photomultiplicateur qui est monté en opposition avec un deuxième photomultiplicateur mesurant simultanément la lumière circulaire gauche réémise $I_{\sigma-}$.

En l'absence d'orientation des atomes $I_{\sigma+} = I_{\sigma-}$, les deux signaux s'annulent. L'illumination préalable σ_1^+ détruit la condition précédente et le signal d'orientation $I_{\sigma+} - I_{\sigma-}$ apparaît. Lorsque H_z varie, la boucle de radiofréquence étant alimentée, on note une baisse du signal d'orientation chaque fois que H_z passe par une valeur résonante, c'est-à-dire chaque fois que la distance de deux niveaux Zeeman de l'état fondamental du sodium est égale à 108,5 MHz. C'est ainsi que les courbes des figures 1 et 2 ont été obtenues : en abcisses, le champ H_z; en ordonnée sont portées les variations relatives de la quantité

$$\rho = \frac{I_{\sigma+} - I_{\sigma-}}{I_{\sigma+} + I_{\sigma-}}$$

Des valeurs de ρ de 35 pour 100 ont été observées. Pour chaque courbe la puissance de radiofréquence est constante.

La figure 1, représente le diagramme Zeeman de l'état fondamental de Na : deux niveaux hyperfins $F = 1$ et $F = 2$ distants de 1771 MHz. Les transitions que nous observons sont les transitions basse fréquence à l'intérieur de chacune des configurations Zeeman de ces deux niveaux. Leurs facteurs de Landé g_F sont égaux et de signes opposés $\left(\pm \frac{1}{2}\right)$. Nous nous plaçons dans une région du champ où l'effet Back-Goudsmit est déjà sensible : les intervalles entre niveaux contigus sont différents, mais la règle de sélection $\Delta m_F = \pm 1$ s'applique encore. On doit donc s'attendre à observer six résonances A, B_1, B_2, C_1, C_2, D. Mais, il résulte de la formule de Breit-Rabi que les intervalles qui suivent, sont égaux (*fig.* 1) :

$$B_1 = B_2 = B, \qquad C_1 = C_2 = C.$$

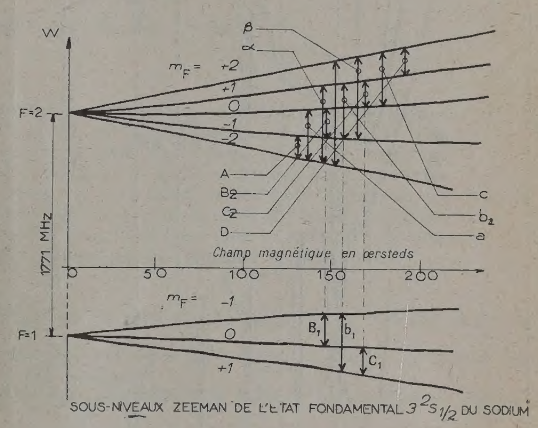


Fig. 1.

Il reste donc en fait quatre résonances distinctes A, B, C, D. La courbe I (*fig.* 2) montre qu'avec des puissances de radiofréquence faibles il en est bien ainsi. La résonance A, par exemple, correspond à une égalisation, par le champ de radiofréquence, des populations des niveaux (— 2) et (— 1) de l'état $F = 2$, l'illumination préalable en lumière σ_1^- ayant initialement accumulé presque tous les atomes dans le niveau $(F, m_F) = (2, -2)$.

Lorsque l'intensité du champ de radiofréquence croît, un phénomène très remarquable apparaît : la largeur de chacune des résonances A, B, C, D augmente. Lorsqu'elles commencent à se recouvrir (*fig.* 2, courbe II) trois nouvelles résonances a, b, c, apparaissent aux endroits où les distances des niveaux $(m_F \to m'_F)$: $(-2 \to 0)$, $(-1 \to +1)$ et $(0 \to +2)$ sont égales à deux fois 108,5 MHz. Leur caractère le plus frappant est leur extrême finesse.

Il ne s'agit pas de transitions directes

$$\Delta m_F = \pm 2$$

(d'ailleurs interdites) provoquées par l'harmonique 2 de l'émetteur de radiofréquence : ces résonances seraient aussi provoquées directement par le fondamental de 108,5 MHz, et cela, dans un champ de 60 gauss environ; rien n'a pu être observé dans cette région.

On doit plutôt admettre que dans les conditions où l'on opère les niveaux (— 2) et (0) par exemple peuvent être mis en communication par l'intermédiaire du niveau (— 1). La radiofréquence pro-

(1) Nous dirons que la lumière est circulaire droite lorsque son sens de circulation est celui du courant magnétisant dans les bobines produisant le champ H_z.

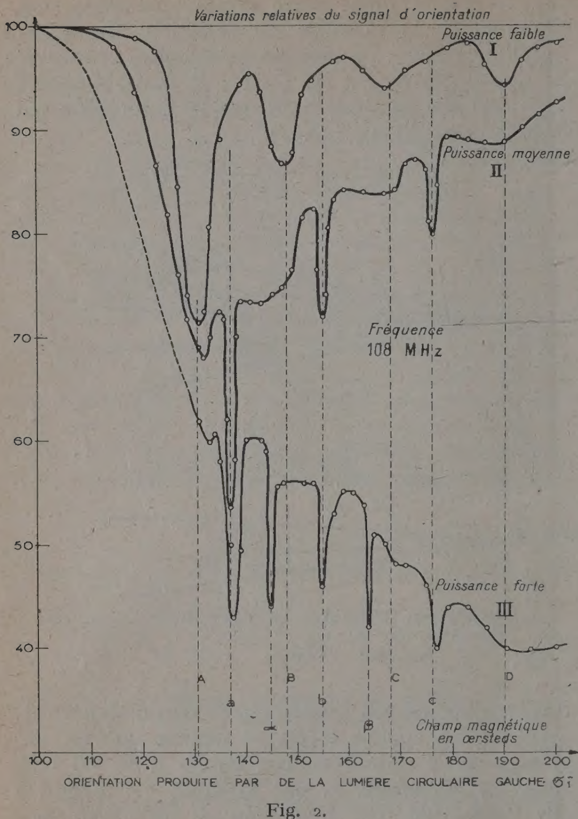


Fig. 2.

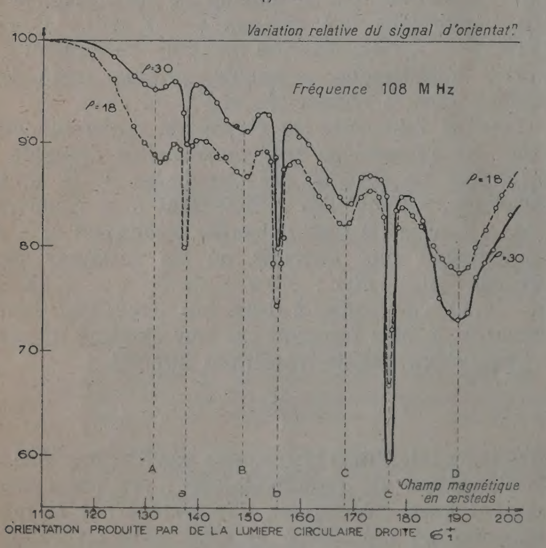


Fig. 3.

duit un brassage de population dans lequel les trois niveaux (— 2), (— 1) et (0) entrent simultanément en jeu. Les populations finales ne sont pas nécessairement égales d'ailleurs. Nous désignerons par convention ces nouvelles résonances par le terme commode de « résonance double » en raison de leur caractère. Leur interprétation quantique sera donnée par ailleurs [4].

Comme prévu, on peut renouveler le processus : en augmentant encore l'intensité de radiofréquence, on provoque à leur tour l'élargissement des résonances doubles et lorsque la zone de recouvrement est suffisante deux « résonances triples » α et β apparaissent, correspondant, suivant l'image précédente, à l'intercommunication des niveaux (— 2, — 1, 0, + 1) d'une part et (— 1, 0, + 1, + 2) d'autre part. Ces deux résonances ont été observées aux points où les distances ($-2 \rightarrow +1$) et ($-1 \rightarrow +2$) sont égales à trois fois 108,5 MHz (courbe III, *fig.* 2). On peut prévoir aussi une résonance « quadruple ». Nous ne l'avons pas observé avec les puissances de radiofréquence dont nous disposions.

Signalons enfin deux effets apparents sur les figures : on voit sur la figure 1 que l'intensité de A est plus grande que celle de B :

$$A > B > C > D, \quad a > b > c.$$

L'inverse a lieu, si l'orientation préalable, au lieu d'être faite en lumière circulaire gauche σ_1^-, l'est en lumière circulaire droite σ_1^+ (*fig.* 3). La chose correspond à une accumulation des atomes, dans le premier cas, vers le niveau (— 2), dans l'autre, vers le niveau (+ 2) de l'état $F = 2$.

Enfin on note sur la figure 3 l'effet d'une orientation plus ou moins prononcée (lumière σ_1^+ plus ou moins intense). La courbe en trait plein $\rho = 30$ correspond à une orientation forte, avec atomes accumulés en (+ 2). La raie A a presque disparu, les deux niveaux (— 2) et (— 1) étant presque complètement vidés et leurs populations étant voisines. La raie D est au contraire très intense [grande différence de population entre (+ 1) et (+ 2)].

La courbe en pointillé $\rho = 18$ correspond à une orientation plus faible. Les niveaux (— 2) et (— 1) sont moins bien vidés : la résonance A est plus forte que dans le cas précédent. Par contre, les niveaux (+ 1) et (+ 2) sont moins bien remplis, l'accumulation en (+ 2) moins prononcée : la résonance D est donc ici plus faible que pour le cas $\rho = 30$.

Les expériences décrites ci-dessus doivent permettre une mesure des populations des divers sous-niveaux m_F des atomes orientés.

Manuscrit reçu le 10 octobre 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Kastler A. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 255; *Physica*, 1951, **17**, 191.

[2] Brossel J., Kastler A. et Winter J. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 668.

[3] Hawkins W. B. et Dicke R. H. — *Phys. Rev.*, 1953, **91**, 1008.

[4] Besset C., Horowitz J., Messiah A. M. L., Winter J. — *J. Physique Rad.*, 1954, **15**, fascicule de février.

ÉTUDE DES COURBES D'ABSORPTION INFRAROUGE DU GROUPEMENT CARBONYLE DES CÉTONES

Par MM. E. GRAY et C. MANGIN,
Laboratoire de Physique, Faculté des Sciences, Poitiers.

Sommaire. — L'étude détaillée de la bande d'absorption infrarouge caractéristique du groupe carbonyle cétonique, dans la région 1700 cm^{-1} montre qu'elle est constituée par un système de trois bandes que l'on peut assimiler à des bandes de vibration-rotation. Les valeurs des trois fréquences d'absorption correspondantes sont indépendantes de l'état physique de la cétone étudiée, par contre leurs intensités relatives d'absorption sont fonction de cet état : la plus basse de ces trois fréquences est relativement la plus absorbée dans le spectre de la cétone solide ; dans celui de cette même cétone liquide, c'est la bande d'absorption de fréquence moyenne qui prédomine, tandis que pour la cétone diluée dans un solvant neutre l'absorption est relativement la plus intense pour la fréquence la plus haute.

1. **Introduction.** — La vibration fondamentale de valence du groupement carbonyle des cétones se traduit, comme on le sait, dans la région 1700 cm^{-1} par une bande Raman et une bande infrarouge de fréquences, en général, différentes [1]. Cet écart de fréquences a été interprété [2] comme une conséquence de l'état d'association de ces cétones par paires résultant du couplage entre deux groupements carbonyle.

La dissymétrie dans la forme de cette bande d'absorption infrarouge ayant conduit à penser [3] qu'elle pouvait être décomposée en plusieurs autres bandes dont elle serait l'enveloppe, nous en avons effectué une étude aussi détaillée que possible. Elle a été faite sur des spectres pris par l'un d'entre nous à l'aide d'un spectrophotomètre enregistreur à prisme de fluorure de lithium, au Laboratoire de M. le Professeur d'Or, à Liége.

De plus, l'influence de l'état physique des cétones étudiées sur les valeurs de ces fréquences d'absorption et leurs intensités relatives a pu être ainsi nettement précisée.

2. **Analyse détaillée des bandes d'absorption infrarouge du groupe carbonyle de quelques cétones.** — Dans ces mesures, les épaisseurs des cétones étudiées à l'état de liquide pur, devant être très faibles, n'ont pas été déterminées. Des mesures comparatives d'intensité d'absorption ne peuvent donc pas être faites, dans ces conditions, sur des spectres différents et seules les valeurs relatives de ces intensités sur une même courbe et les valeurs des fréquences ont été retenues dans le présent travail.

D'une manière générale, la bande d'absorption infrarouge du groupe carbonyle dans la région 1700 cm^{-1} est décomposable en trois bandes correspondant à trois fréquences inégalement absorbées. Sur les graphiques, nous avons porté en abscisse les nombres d'onde en cm^{-1} et des ordonnées proportionnelles au rapport $\frac{I_0}{I}$ de l'intensité lumineuse I_0 transmise à vide à l'intensité I transmise

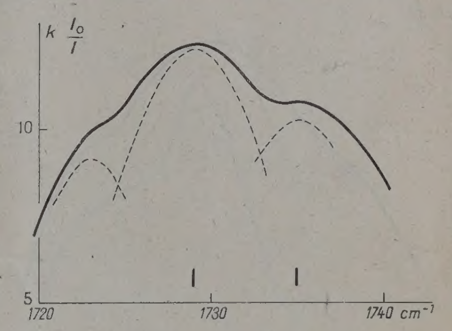


Fig. 1. — Courbe d'absorption de l'acétone, état liquide pur.

par la substance. C'est ainsi, par exemple, que pour les quatre cétones suivantes, prises à l'état liquide, les fréquences d'absorption correspondant aux trois bandes composantes sont :

	cm^{-1}.		
Acétone (*fig.* 1)	1 723	1 729	1 735
Acétophénone (*fig.* 2)	1 696	1 702	1 708
Propiophénone (*fig.* 3)	1 697	1 704	1 711
Benzophénone (*fig.* 4)	1 657	1 663	1 669

Il est à remarquer que les écarts de fréquence entre les trois maxima d'absorption pour chaque cétone sont du même ordre de grandeur et voisins de 6 cm^{-1}. Ces trois bandes d'absorption peuvent être considérées comme des bandes de vibration-rotation correspondant à des transitions entre les niveaux de rotation de l'état fondamental et ceux du niveau 1 de vibration conformément aux règles classiques d'interdiction. Des mesures ultérieures

sont nécessaires pour confirmer et préciser cette interprétation.

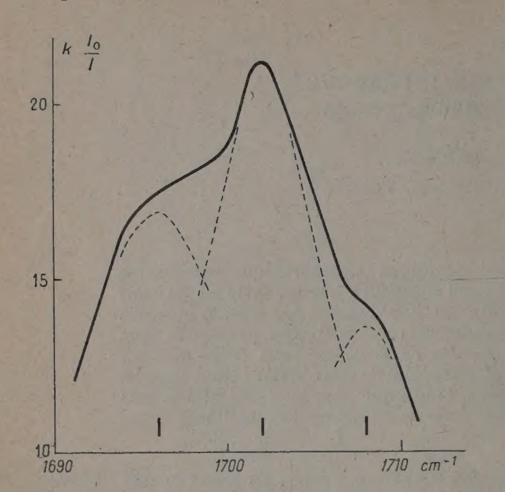


Fig. 2. — Courbe d'absorption de l'acétophénone, état liquide pur.

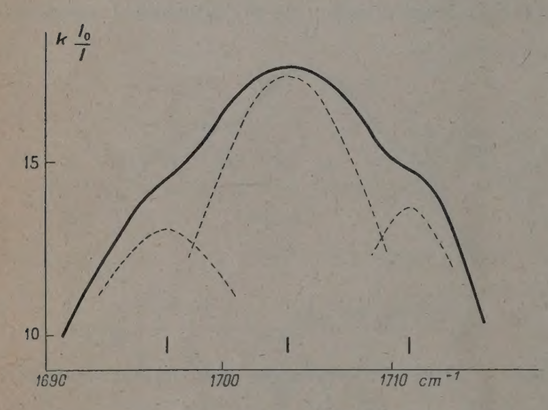


Fig. 3. — Courbe d'absorption de la propiophénone, état liquide pur.

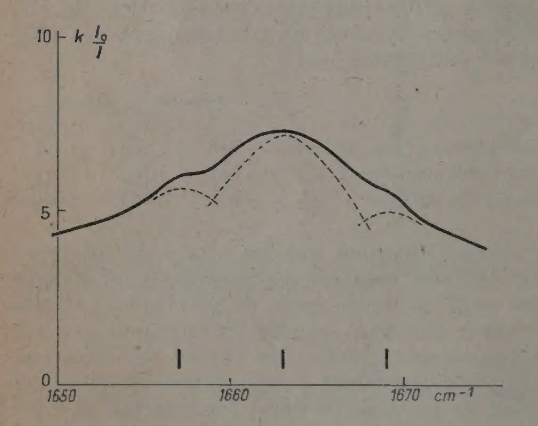


Fig. 4. — Courbe d'absorption de la benzophénone, état liquide pur.

3. **Influence de l'état physique sur les fréquences et les intensités relatives de ces maxima d'absorption.** — L'étude de l'influence de l'état physique des cétones considérées sur ces trois bandes d'absorption du groupement carbonyle conduit au résultat suivant : *quel que soit l'état physique de la cétone, les maxima de ces bandes correspondent à trois fréquences indépendantes de cet état, seules les intensités relatives d'absorption de ces trois fréquences entre elles dépendent de ce facteur.*

C'est ainsi, par exemple, que pour la benzophénone à l'état solide (*fig.* 5) on retrouve les trois fréquences d'absorption déjà mentionnées pour cette cétone liquide : 1657, 1663 et 1669 cm^{-1}; mais alors que dans le spectre de cette dernière l'intensité relative maximum d'absorption correspond à 1663 cm^{-1}, dans le spectre de cette cétone à l'état solide c'est, par contre, l'absorption de la fréquence 1657 cm^{-1} qui est la plus forte.

De plus, la comparaison des spectres de cétones très diluées dans le tétrachlorure de carbone (5 mols de cétone pour 100 mols de tétrachlorure de carbone) avec ceux de ces mêmes cétones pures à l'état liquide montre que pour l'état dilué c'est la fréquence d'absorption la plus élevée qui est relativement la plus absorbée; les figures 6 et 7 traduisent ces résultats respectivement pour l'acétone et l'acétophénone.

En conséquence, si l'état physique de la cétone n'a pas d'influence sur les valeurs des trois fréquences de vibration-rotation, il est au contraire responsable de leurs intensités relatives d'absorption : c'est la plus *basse* d'entre elles qui est relativement le plus absorbée dans le spectre de la cétone *solide*; pour la cétone *liquide* l'absorption est prédominante pour la fréquence *moyenne*, tandis que pour l'état *dilué* la plus forte absorption a lieu pour *la plus élevée* de ces trois fréquences.

4. **Influence de la dilution progressive dans un solvant neutre.** — L'étude des spectres de cétones de plus en plus diluées dans du tétrachlorure de carbone a permis de mettre en évidence l'influence de cette dilution progressive sur les intensités relatives d'absorption de ces trois fréquences. C'est ainsi, par exemple, que pour la propiophénone les résultats obtenus sont représentés sur la figure 8.

Les nombres portés en regard des courbes sont ceux des molécules de propiophénone et de tétrachlorure de carbone mises en solution.

Si l'on compare les intensités relatives d'absorption des fréquences 1704 et 1711 cm^{-1}, on voit que cette dernière est progressivement plus absorbée au fur et à mesure que la dilution augmente. Par suite, le maximum de la courbe enveloppe, qui correspond à la fréquence habituellement indiquée comme fréquence d'absorption du groupe carbonyle, semble se déplacer d'une façon continue vers les

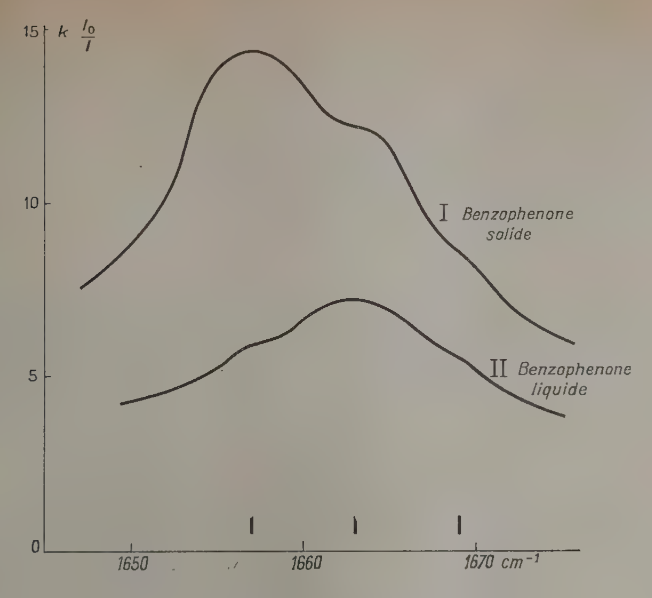


Fig. 5. — Courbes d'absorption de la benzophénone : états solide et liquide.

hautes fréquences quand la dilution augmente; ce fait a été récemment signalé par l'un de nous [4].

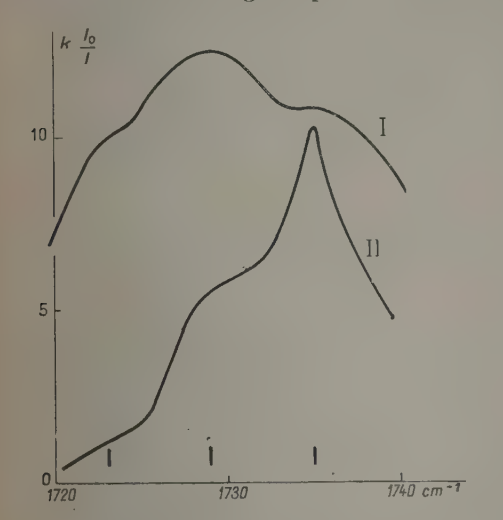


Fig. 6. — Courbes d'absorption de l'acétone : I, liquide pur et II, très diluée dans CCl_4.

5. **Conclusion.** — La présente étude conduit aux résultats suivants :

Le groupement carbonyle des cétones est caractérisé, dans la région 1700 cm^{-1}, par une courbe d'absorption décomposable en *trois bandes* distinctes, que l'on peut considérer comme des bandes de vibration-rotation.

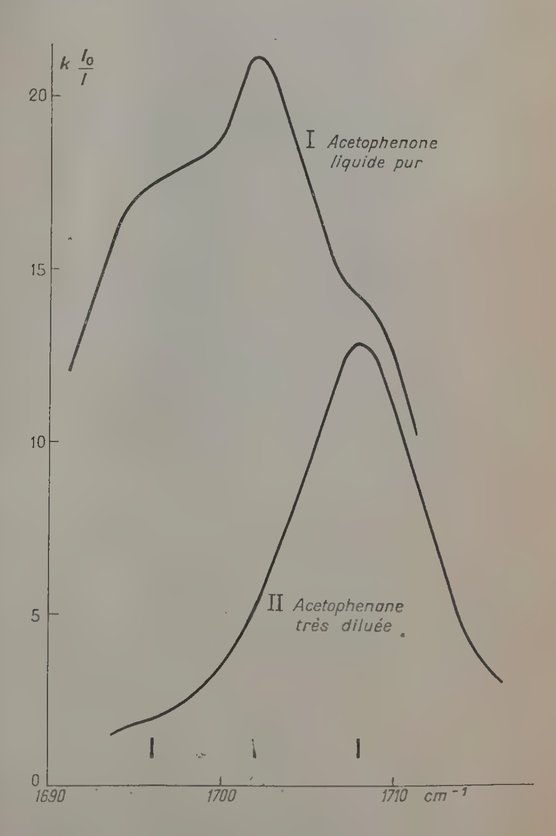


Fig. 7. — Courbes d'absorption de l'acétophénone : liquide pur et très diluée dans CCl_4.

Pour une même cétone, les trois fréquences d'absorption ainsi définies sont *indépendantes de l'état physique* de la cétone étudiée, par contre les intensités relatives d'absorption de ces fréquences dépendent de cet état : la *plus basse* des trois est relativement le plus absorbée pour la cétone à l'état *solide*, c'est la bande d'absorption de *moyenne fréquence* qui est prépondérante dans le spectre du *liquide*, alors que pour la cétone fortement diluée dans le tétrachlorure de carbone, la bande de *plus haute fréquence* étouffe les deux autres.

Enfin l'intensité relative d'absorption de la plus élevée de ces trois fréquences croît progressivement avec la dilution dans un solvant neutre, ce qui explique la montée progressive apparente avec la dilution, signalée par certains auteurs, pour la

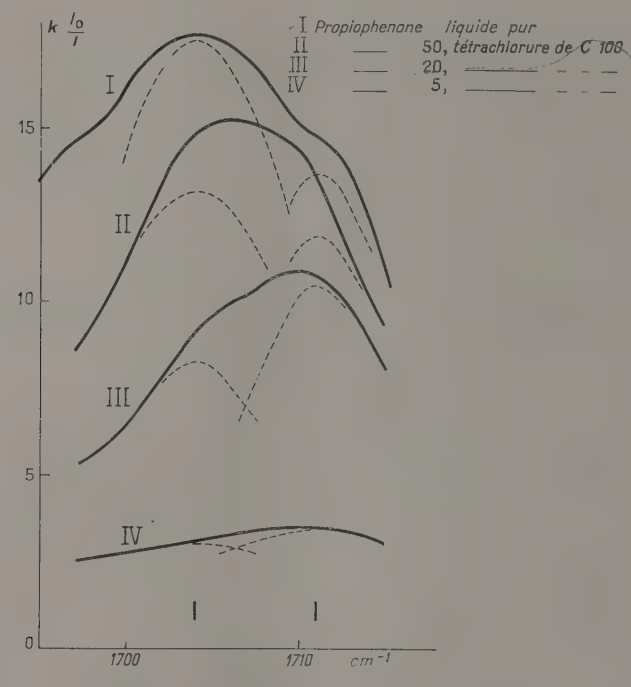


Fig. 8. — Courbes d'absorption de la propiophénone : liquide pur et dilutions progressives dans CCl_4.

fréquence d'absorption du groupe carbonyle déterminée, d'habitude, par le maximum de la courbe enveloppe des trois bandes dont nous venons d'indiquer l'existence.

Manuscrit reçu le 9 juillet 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Gray E. — *Thèse*, Paris, 1948.

[2] Lecomte J., Taboury F. J. et Gray E. — *C. R. Acad. Sc.*, 1947, **224**, 907.

[3] Lambert J. — *Diplôme d'Études Supérieures*, Poitiers, 1953.

[4] Gray E. et Hidalgo A. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **235**, 152.

SPECTRES D'ÉMISSION DE PRODUITS ÉLECTROLUMINESCENTS A ACTIVATEURS MULTIPLES

Par Georges DESTRIAU [1],

Laboratoire de Luminescence de la Faculté des Sciences de Paris.

Sommaire. — L'auteur montre que, dans les substances électroluminescentes à plusieurs activateurs, chaque activateur se trouve associé à la présence de bandes spectrales dont l'intensité relative dépend de l'intensité efficace du champ excitateur et de sa fréquence. Pour ces substances complexes les spectres de fluorescence peuvent être très différents des spectres d'électroluminescence et ces derniers subissent eux-mêmes des perturbations profondes qaund on modifie les conditions d'excitation.

Certaines substances à un seul activateur se comportent parfois de façon similaire, les diverses régions spectrales d'une même bande ne sont pas émises simultanément et réagissent de manière différente aux variations d'intensité ou de fréquence du champ.

Introduction. — J'ai déjà montré avec Loudette [1] que, pour des sulfures mixtes de zinc et de cadmium, les spectres d'émission de fluorescence (excitation en lumière de Wood) étaient différents des spectres d'émission obtenus par électroluminescence. Nous avions de même montré que les bandes d'émission d'électroluminescence se déformaient progressivement lorsqu'on accroissait l'intensité efficace du champ excitateur.

Ces résultats ont été confirmés par Luke Thorington [2] tandis que, dans leurs produits, G. Payne, E. L. Mager et C. W. Jerôme [3] ont signalé une légère modification des bandes d'émission d'électroluminescence lorsque la fréquence du champ excitateur croît; de son côté J. P. Waymouth [4] a signalé des modifications profondes de coloration, suivant la fréquence, pour des ZnS activés au plomb et au cuivre.

J'ai repris cette étude pour certaines substances à activateurs multiples avec lesquelles les modifications des bandes d'émission peuvent provoquer des changements de coloration sensibles à l'œil nu.

Etude spectrographique. — Quelques résultats sont consignés sur les spectres réunis sur la figure 1. Avec un sulfure de zinc activé au manganèse et au cuivre les bandes jaune du manganèse et bleue du cuivre évoluent d'une manière quasi indépendante. Excitée en lumière de Wood la substance fournit une fluorescence jaune, excitée par électroluminescence à la fréquence de 50 p/s avec des champs élevés la luminescence est jaune (spectre *b*); à la fréquence de 500 p/s la luminescence devient bleutée par suite de l'apparition de la bande bleue du cuivre (spectre *c*) et, malgré la présence du manganèse, cette bande se présente dans la même région spectrale que celle qui est obtenue avec un sulfure de zinc électroluminescent activé seulement au cuivre (spectre *a*). Ces résultats sont à rapprocher de ceux

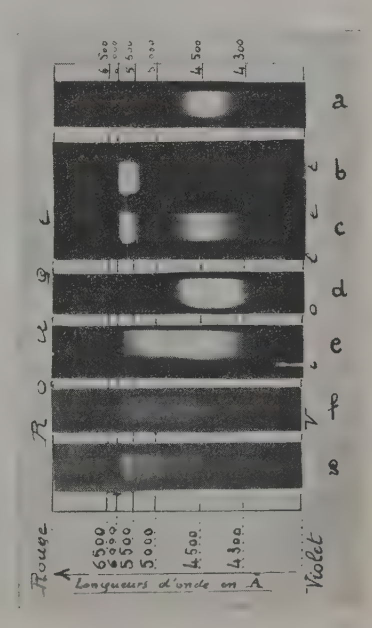


Fig. 1. — Divers spectres d'émission obtenus avec différents modes d'excitation de plusieurs produits.

a. ZnS (Cu) bande bleue par électroluminescence;

ZnS (Cu + Mn) :

b. Bande jaune du Mn par électroluminescence à la fréquence de 50 Hz;

c. Bandes jaune du Mn et bleue du Cu par électroluminescence à la fréquence de 500 Hz;

ZnS (Cu) avec centres bleus et centres verts :

d. Excitation par électroluminescence (bande bleue);

e. Excitation en lumière de Wood (bande bleue prolongée par la bande verte);

Mélange ZnS + ZnO (Cu) :

f. Excitation par électroluminescence;

g. Excitation en lumière de Wood.

(1) Je tiens à remercier la Westinghouse Electric Corporation (Laboratoire de Bloomfield, New-Jersey) qui s'est intéressée à ce travail et m'a fourni du matériel et des produits purs de base. Je remercie également les établissements Derby and Co de Londres qui m'ont remis quelques-uns de leurs échantillons.

qui ont été déjà obtenus par divers auteurs ayant étudié l'action de la fréquence et de l'intensité du champ sur les sulfures de zinc à un seul activateur manganèse ou cuivre. Les sulfures à base de manganèse fournissent une émission d'électroluminescence dont l'intensité ne croît que très faiblement avec la fréquence mais qui par contre croît très rapidement avec l'intensité du champ excitateur. Les sulfures de zinc à base de cuivre (bande bleue) ont une émission qui est au contraire très avantagée lorsque l'on accroît la fréquence. Le sulfure de zinc activé simultanément au cuivre et au manganèse présente les deux bandes d'émission jaune et bleue et leurs évolutions respectives sont sensiblement les mêmes que pour les sulfures de zinc à un seul activateur manganèse ou cuivre.

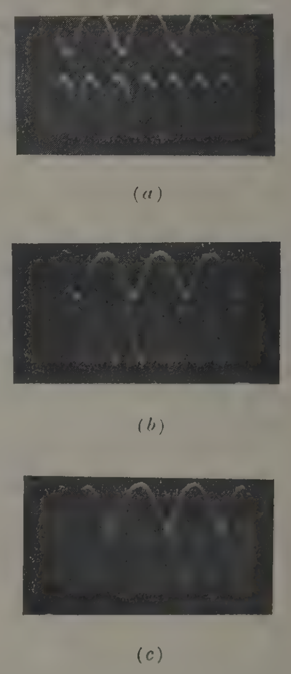
Des résultats analogues sont obtenus avec des sulfures de zinc activés uniquement au cuivre mais présentant simultanément des centres bleus et des centres verts. La bande bleue apparaît pratiquement seule par électroluminescence (spectre *d*) tandis que les deux bandes bleue et verte apparaissent simultanément dans la fluorescence excitée par l'ultraviolet (spectre *e*). Divers auteurs [5] ont précisément signalé récemment que la lumière de fluorescence des sulfures de zinc activés au cuivre était moins bleutée que la lumière émise par électroluminescence.

Enfin, un mélange d'oxyde et de sulfure de zinc activé par du cuivre fournit une bande large plus dense dans le bleu si l'excitation est faite par électroluminescence (spectre *f*) et plus dense dans le jaune si l'excitation est faite en lumière de Wood (spectre *g*).

Dans un travail récent J. F. Waymouth, C. W. Jérôme et W. C. Gungle [6] montrent précisément que la déformation des bandes d'émission de leurs produits, quand la fréquence croît, doit être attribuée à l'accroissement inégal de trois composantes d'une bande d'émission complexe. Bien que la composition de leurs produits ne soit pas indiquée, il y a tout lieu de penser qu'il s'agit de substances à activateurs multiples dont les bandes propres d'émission varient différemment en intensité d'une manière identique, bien qu'atténuée, à celle qu'illustrent les exemples que je viens de signaler.

Etude oscillographique. — Cette indépendance dans les émissions des bandes jaune et bleue d'un sulfure de zinc activé au manganèse et au cuivre se retrouve d'une autre manière dans les décalages inégaux de ces émissions par rapport au champ excitateur.

A la fréquence de 500 p/s les ondes de brillance (²), dans les émissions des bandes par électroluminescence, se présentent, suivant les activateurs, avec des décalages en avant plus ou moins importants sur l'onde de tension. Si la lumière totale tombe sur le multiplicateur d'électrons les ondes de brillance présentent l'aspect de la figure 2 *a*. Si la lumière est filtrée de manière à ne laisser passer qu'ne tranche spectrale comprise entre 0,430 et 0,500 μ c'est-à-dire de manière à éliminer la bande jaune du manganèse on obtient l'aspect de la figure 2 *b*. Si au contraire la lumière est filtrée



(*a*)

(*b*)

(*c*)

Fig. 2. — ZnS activé par Cu et Mn.
Enregistrements simultanés pour chaque cliché :
en haut : onde de champ;
en bas : onde de brillance.
a. Lumière totale tombant sur le multiplicateur d'électrons.
b. Tranche spectrale comprise entre 0,430 et 0,500 μ.
c. » » » » 0,540 et 0,640 μ.

de manière à ne laisser passer que la tranche spectrale comprise entre 0,540 et 0,640 μ qui élimine en majeure partie la bande bleue du cuivre on obtient l'aspect de la figure 2 *c*. Les deux ondes de brillance 2 *b* et 2 *c*, en lumière filtrée, se présentent donc avec des décalages différents sur l'onde de tension ce qui montre bien que, sous cet aspect encore, les émissions des deux bandes du cuivre et du manganèse se présentent de manière tout à fait indépendantes.

Ces résultats paraissent, sinon infirmer, du moins obliger à réviser l'hypothèse des transferts d'activation avancée par H. C. Froelich [7] dans son récent travail sur le sulfure de zinc électrolumi-

(²) *Ondes de brillance :* Courbes qui donnent les variations de la brillance en fonction du temps dans l'intervalle d'une période.

nescent activé simultanément au manganèse et au cuivre. J'ai pu moi-même me rendre compte du rôle avantageux des traces de cuivre dans l'excitation, par électroluminescence à basse fréquence, de la bande d'émission jaune du manganèse mais ce rôle avantageux est très atténué lorsqu'on accroît l'intensité du champ excitateur ou sa fréquence.

Nous avons vu plus haut que, même dans le cas des substances électroluminescentes à un seul activateur, la composition spectrale de la lumière émise pouvait changer avec le mode d'excitation. L'analogie de ces dernières substances avec les composés à activateurs multiples peut être prolongée à l'intérieur même de la bande unique si les diverses régions spectrales de cette bande ne sont pas émises simultanément. C'est bien ce qui se passe pour certains produits, avec de telles substances les ondes de brillance n'affectent plus toujours tout à fait la même allure suivant les régions spectrales observées, la figure 3 en donne un exemple assez frappant, les relevés oscillographiques sont, dans ce cas, assez différents lorsque la lumière traverse des filtres optiques divers avant de tomber sur la fenêtre du multiplicateur d'électrons. Il est à noter que les déformations de la figure 3 s'interprêtent précisément, comme dans la figure 2, par un léger retard dans l'émission des plus grandes longueurs d'onde.

Conclusion. — Dans l'émission, par électroluminescence, des substances complexes à activateurs multiples, le spectre émis peut se décomposer en tranches spectrales associées chacune à la présence de l'un des activateurs. Ces bandes spectrales évoluent à peu près indépendamment les unes des autres à mesure que croissent l'intensité du champ excitateur et sa fréquence; en outre, ces bandes ne sont pas émises simultanément dans le temps.

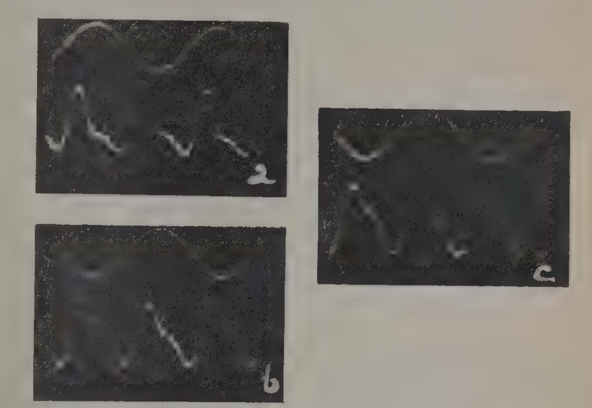


Fig. 3. — ZnS (Cu).
Enregistrements simultanés pour chaque cliché :
en haut : onde de champ;
en bas : onde de brillance.

a. Tranche spectrale comprise entre 0,430 et 0,500 μ.
b. » » » » 0,500 et 0,550 μ.
c. » » » » 0,540 et 0,640 μ.

Ces résultats peuvent être parfois étendus aux diverses tranches spectrales de la bande unique de certaines substances à un seul activateur.

Manuscrit reçu le 29 septembre 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Destriau G. et Loudette P. — *C. R. Acad. Sc.*, 1939, **206**, 891 et *J. Physique Rad.*, 1940, **1**, 51.

[2] Thorington Luke. — Spring meeting of the Electrochemical Society Philadelphie du 4 au 8 mai 1952 (abstract 52).

[3] Payne C., Mager E. L. et Jerôme C. W. — Panelescent lamps. *Engineering bulletin*, 1951, **0.142**.

[4] Waymouth J. F. — 12e cycle de conférences sur l'électronique faites en mars 1952 au Massachussetts Institute of Technology, p. 65.

[5] Hommer H. H., Rulon R. M. and Butler K. H. — Spring meeting of the Electrochemical Society in New-York du 12 au 16 avril 1953 (abstract 25).
Zelm P., Klasens H. A. and Diemer G. — Même congrès (abstract 28).

[6] Waymouth J. F., Jerôme C. W. and Gungle W. C. — *The Sylvania Technologist*, 1952, **5**, p. 34.

[7] Froelich H. C. — *J. Opt. Soc. Amer.*, 1953, **43**, 320.

DÉTERMINATION PRÉCISE DE L'ÉNERGIE DES RAYONS α EMIS PAR LE THORIUM

Par M. Georges PHILBERT, Mme Jeannine GÉNIN et M. Léopold VIGNERON,
Laboratoire de chimie nucléaire du Collège de France.

Sommaire. — Du thorium, de l'ionium et du polonium ont été introduits ensemble dans une émulsion, les parcours α ont été mesurés et comparés à une courbe calculée parcours-énergie. Des précautions chimiques et autres nous ont permis de ne pas être gênés par les dérivés radioactifs du thorium. L'énergie pondérée des α émis par ^{232}Th est $3{,}990 \pm 0{,}020$ MeV et, si on admet, d'après Mlle Albouy, 75 keV d'écart entre les deux raies α, celles-ci ont pour énergie

$$4{,}008 \pm 0{,}020 \text{ MeV} \quad \text{et} \quad 3{,}933 \pm 0{,}020 \text{ MeV}.$$

1. **Considérations sur la mesure d'énergies α au moyen d'émulsions « nucléaires ».** — L'emploi d'émulsions « nucléaires » convient très bien à la détermination de l'énergie des rayons α émis par des corps, tels que le thorium, dont la période est très longue; on doit en effet renoncer à employer la spectrographie magnétique, méthode très précise, mais qui exige des couches minces d'activité élevée.

En principe, si on est déjà en possession d'une courbe parcours-énergie, la détermination du parcours moyen des α donne immédiatement l'énergie; cependant deux causes d'erreur peuvent venir entraver la précision :

1° Les parcours expérimentaux sont mesurés à l'aide d'un micromètre oculaire. Celui-ci est étalonné en microns au moyen d'un micromètre-objectif, mais, étant donné les différences systématiques signalées par l'un de nous [1] entre divers micromètres-objectifs de provenances différentes, cet étalonnage n'est pas réalisé mieux qu'à 1 ou 2 pour 100 près.

2° D'une série de fabrication à une autre, ou suivant l'état hygrométrique, le passé même de la plaque utilisée, on observe de petites différences de pouvoir d'arrêt; la forme de la courbe parcours-énergie ne se trouve pas modifiée d'une plaque à l'autre à condition de multiplier les parcours par un facteur constant compris entre 0,99 et 1,01.

Pour les protons, la forme de la courbe a été calculée par l'un de nous [2] : l'accord calcul-expérience, observé depuis 0,2 jusqu'à 40 MeV fait qu'on peut considérer la relation calculée comme excellente et très supérieure aux formules empiriques du type

$$\log R = a \log E + b.$$

Si on veut une détermination précise de l'énergie, il faut donc « mettre en place » la courbe parcours-énergie dans l'émulsion utilisée; on peut le faire en déterminant, en plus du parcours moyen des α dont on recherche l'énergie, le parcours moyen d'au moins un groupe de rayons α d'énergie bien connue, par exemple ceux du polonium :

$$E_\alpha = 5{,}298 \text{ MeV} \quad [3].$$

2. **Remarques sur une détermination antérieure.** — L'emploi de la méthode photographique a déjà permis à Mme H. Faraggi [4] de rectifier les déterminations précédentes et de donner pour l'énergie des α émis par ^{232}Th, la valeur

$$E_\alpha = 3{,}98 \pm 0{,}04 \text{ MeV};$$

son travail appelle quelques remarques :

1° Elle comparait la longueur moyenne des α du thorium à celles des α de ^{238}U, ^{234}U et Po; elle prenait bien pour ses mesures trois morceaux découp[illegible] dans une même plaque mais, les conditions étant [illegible]ement différentes à l'imprégnation, le po[illegible]êt pouvait tout de même varier encore [illegible]ment quand on passait d'un corps à l'au[illegible]

2° L[illegible]aturel n'est pas un corps de référence [illegible] abord, les énergies des α de ^{238}U et ^{234}U ne sont pas connues avec une sûreté très grande, puisque la longue période de l'uranium n'a pas permis d'employer la méthode magnétique. De plus, étant donné le pouvoir séparateur des émulsions nucléaires et la faible différence d'énergie, 200 keV, les parcours des α de ^{238}U et ^{234}U ne se classent pas en deux groupes complètement séparés, ils chevauchent; entre les deux viennent encore se placer un certain nombre de rayons α émis par le troisième isotope naturel, ^{235}U. Finalement, l'histogramme expérimental des parcours est constitué de deux « pics » entre lesquels existe un « col » dont l'altitude est environ le quart de celle des pics; il est difficile, dans ces conditions, de séparer ce qui revient à chacun des isotopes, les parcours expéri-

mentaux dans l'émulsion sont déterminés d'une façon assez peu précise.

3° H. Faraggi admettait que, dans l'intervalle Th—Po, soit pour

$$4 \text{ MeV} < E_\alpha < 5{,}3 \text{ MeV},$$

la relation parcours-énergie est de la forme

$$R = aE + b,$$

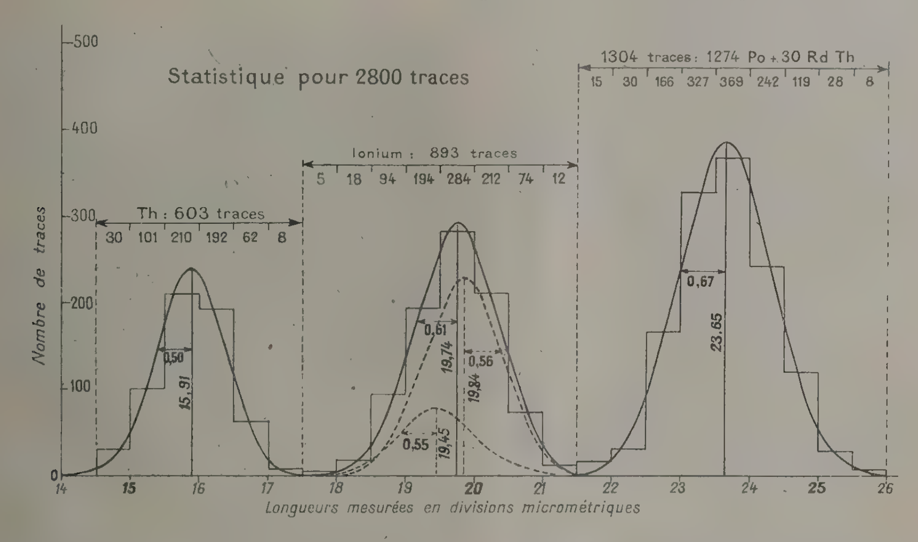
les points expérimentaux relatifs à l'uranium et au polonium lui donnaient les paramètres de cette droite. Nous avons signalé que la relation parcours-énergie est maintenant connue avec une précision plus grande que celle d'une telle formule approchée.

4° Postérieurement au travail de Mme H. Faraggi, on a découvert que les α émis par le thorium ne sont pas monocinétiques, ils constituent deux groupes; sur 100 d'entre eux, 75 sont émis avec une énergie E_1 et 25 avec une énergie inférieure, E_2; suivant les auteurs,

$$E_2 = E_1 - 75 \text{ keV} \quad [5] \qquad \text{ou} \qquad E_2 = E_1 - 55 \text{ keV} \quad [6].$$

3. Obtention d'une plaque d'expérience. — Compte tenu de ces remarques, nous avons repris la détermination de l'énergie des α du thorium à l'aide de l'émulsion Ilford C 2.

Nous avons renoncé à l'uranium comme corps de référence; en principe, un seul corps nous aurait permis de « mettre en place » la courbe parcours-



énergie; pour plus de sûreté, nous en avons néanmoins prix deux : le polonium et l'ionium (^{230}Th).

A l'origine, nous avions, en solution, les nitrates des corps suivants :

1° Thorium, privé d'environ 85 pour 100 de ses dérivés grâce à des précipitations annuelles de son dérivé MsTh I;

2° Mélange ionium-thorium, titrant 11 pour 100 d'ionium en poids, dont, par conséquent, l'activité est presque uniquement celle de l'ionium, isotope du thorium;

3° Polonium.

Les deux premières solutions étant préalablement mélangées en proportion convenable, le thorium X et le radium ont été éliminés, en présence de baryum entraîneur, par une précipitation à l'alcool absolu [7]. Aussitôt après, une quantité convenable de la troisième solution a été ajoutée et la solution ainsi préparée a servi immédiatement à l'imprégnation d'une plaque dans *laquelle les trois corps* Th, Io, Po *se sont ainsi trouvés simultanément introduits*.

4. Résultats expérimentaux bruts, discussion de ceux-ci. — Cette plaque a été développée 13 jours après son imprégnation. Nous avons utilisé un microscope dans lequel la division du micromètre oculaire représentait sensiblement 0,92 μ. Afin de réduire ou d'éliminer l'influence des dérivés radioactifs du thorium, nous avons pris les précautions suivantes :

1° Toute trace associée à une étoile radioactive a été rejetée, cela élimine ThX, Tn, ThA, ThC, ThC', et réduit le nombre de traces de Rd Th car, après 13 jours d'action radioactive, on calcule aisément que, sur 100 atomes de radiothorium disparus, 61 se sont signalés par une étoile et 39 seulement ont donné lieu à des traces isolées.

2° Toute trace isolée qui se trouvait à moins de 30 μ du centre d'une étoile a été rejetée. On sait [8], [9] que les étoiles radioactives peuvent être dissociées par suite de la migration du gaz rare.

En plus des traces isolées, nous observions aussi dans la plaque, quelques étoiles de filiations radio-

actives; nous avons procédé à leur identification et vérifié ainsi que la prépitation alcoolique avait bien éliminé le thorium X et son isotope, le radium, éventuellement accumulé dans l'ionium. Les étoiles sont dues à la présence d'un peu de radiothorium. Dans un certain volume d'émulsion, nous avons dénombré 76 étoiles pour 4 000 traces isolées.

2 800 traces isolées et horizontales ont été mesurées. L'histogramme expérimental (*cf.* figure) est formé de trois pics en escalier parfaitement distincts. Dans la limite des fluctuations statistiques, chacun de ces pics peut être représenté par une courbe de Gauss. Nous donnerons, exprimés en divisions micrométriques, la position de l'axe de chaque pic, l'imprécision statistique sur cette détermination et, entre parenthèses, l'écart type de la courbe de Gauss.

1° Le pic de droite :

$$15,91 \pm 0,02\,(0,50)$$

correspond à 603 traces de rayons α du thorium. En fait, il est la superposition des deux raies du thorium qui sont trop voisines en énergie pour être distinctes quand on emploie la technique des émulsions.

2° Le pic du milieu :

$$19,74 \pm 0,02\,(0,61)$$

correspond à 893 traces des α de l'ionium. Lui aussi est dû à la superposition de deux raies trop voisines pour être distinctes. On sait [10], que pour 100 rayons α émis par l'ionium, 75 ont pour énergie 4,682 MeV et 25 ont pour énergie 4,614 MeV.

3° Le pic de droite :

$$23,65 \pm 0,02\,(0,67)$$

constitué de 1304 traces, correspond à du polonium presque pur, il s'y mélange une petite contamination due au radiothorium dont les α ont un parcours très voisin de ceux du polonium. D'après ce qui a été dit plus haut, on peut calculer le nombre de rayons imputables au radiothorium, soit :

$$76 \times \frac{2\,800}{4\,000} \times \frac{39 \text{ pour } 100}{61 \text{ pour } 100} = 34 \text{ traces de Rd Th}$$

Il reste donc :

$$1\,304 - 34 = 1\,270 \text{ traces de polonium.}$$

On sait [11] que, sur 100 rayons α émis par le radiothorium, 72 ont pour énergie 5,423 MeV et 28 ont pour énergie 5,339 MeV. Étant donné que la présence du radiothorium, en si faible proportion, déplace d'une façon infime le pic que donnerait le polonium pur, nous avons admis, pour les corrections ultérieures, que les 34 rayons de Rd Th sont isocinétiques et sont émis avec l'énergie fictive intermédiaire 5,39 MeV.

5. **Décomposition des pics expérimentaux en raies monocinétiques.** — Le fait qu'aucun des pics expérimentaux ne correspond à un groupe monocinétique de particules α constitue un obstacle qui, dans notre cas particulier où il s'agit de raies très voisines, peut être levé facilement.

1° Soit R le parcours moyen d'un groupe de particules α monocinétiques, δR l'écart type de la courbe de Gauss représentant la répartition des parcours individuels dans l'émulsion; on peut admettre comme valable pour toutes les raies la valeur expérimentale relative du pic de droite (polonium pratiquement pur), soit :

$$\frac{\delta R}{R} = \frac{0,67}{23,65} = 0,0283.$$

2° Si on veut calculer l'écart entre deux raies monocinétiques voisines, la relation parcours-énergie de Vigneron [2] est suffisante : on peut se contenter d'une précision relative de 1/50e sur cet écart; il n'y a donc pas lieu de tenir compte d'imprécisions sur les micromètres objectifs ni de faibles variations du pouvoir d'arrêt d'une même émulsion commerciale, suivant le lot de fabrication.

3° Compte tenu de ces remarques, on peut calculer la forme et la position respective de deux raies voisines dont on connaît les intensités relatives, on peut ensuite les composer. Dans les trois cas particuliers de notre travail, le résultat de cette composition donne une courbe extrêmement voisine d'une courbe de Gauss. Cette « raie résultante calculée » a été dans chaque cas superposée à la « raie expérimentale » correspondante. Cette superposition met en place les raies composantes et permet d'obtenir avec une très grande précision leurs abscisses respectives.

Pour ne pas encombrer inutilement la figure, nous avons représenté la décomposition de la raie en deux composantes, seulement pour le pic du milieu, correspondant aux α émis par l'ionium.

Exprimant en divisions les abscisses des axes et, entre parenthèses, les écarts-types correspondants, voici l'analyse que nous avons obtenue pour les trois pics de la figure :

1° Pic de gauche à

$$15,91\,(0,50) = \begin{cases} 25 \text{ pour } 100 \text{ de Th à } 15,61\,(0,44) \\ +75 \quad \text{»} \quad \text{de Th à } 16,01\,(0,45); \end{cases}$$

2° Pic du milieu à

$$19,74\,(0,61) = \begin{cases} 25 \text{ pour } 100 \text{ d'Io à } 19,45\,(0,55) \\ +75 \quad \text{»} \quad \text{d'Io à } 19,84\,(0,56), \\ E_\alpha = 4,682; \end{cases}$$

3° Pic de droite à

$$23,65\,(0,67) = \begin{cases} 1270 \text{ de Po à } 23,63\,(0,67) \quad E_\alpha = 5,298 \\ +34 \text{ de Rd Th à } 24,21\,(0,68). \end{cases}$$

Il importe de noter que la décomposition indiquée ci-dessus, pour le pic du thorium, a été obtenue par nous sur la base des résultats de Mlle Albouy [5], qui indique 75 keV d'écart entre les deux raies.

Dunlavey et Seaborg [6] annoncent 55 keV comme valeur de ce même écart. La précision de nos mesures ne peut pas nous permettre d'arbitrer entre les deux groupes d'auteurs. Admettant maintenant les valeurs de Dunlavey et Seaborg, nous sommes simplement amenés à une décomposition un peu différente du pic du thorium, soit en divisions :

Pic de gauche à

$$15,91\,(0,50) = \begin{cases} 25 \text{ pour 100 de Th à } 15,70\,(0,44) \\ +\,75 \quad \text{» de Th à } 15,98\,(0,45). \end{cases}$$

6. **Mise en place de la courbe parcours-énergie.** — Dans la table VII de son travail, Vigneron [2] donne la relation calculée parcours-énergie des protons, pour l'émulsion Ilford C 2; il indique qu'on peut en déduire la relation calculée pour les α par la formule de transformation :

$$R_\alpha(3,971\,E) = 0,9928\,RH(E) + 0,4\ \mu. \qquad (1)$$

Cette formule permet d'obtenir, pour la raie principale de l'ionium et pour le polonium, les parcours calculés, exprimés en microns; rappelons en même temps les parcours expérimentaux, mesurés en divisions, tels qu'ils résultent de l'analyse du paragraphe précédent :

1° Pour l'ionium :

$$R_\alpha = 4,682\ \text{MeV}, \qquad R_\alpha = 18,12\ \mu = 19,84\ \text{divisions},$$

ce qui donne, pour une division, la valeur 0,9132 μ;

2° Pour le polonium :

$$E_\alpha = 5,298\ \text{MeV}, \qquad R_\alpha = 21,59\ \mu = 23,63\ \text{divisions},$$

ce qui donne, pour une division, la valeur 0,9136 μ.

On voit qu'on obtient des valeurs parfaitement compatibles en étalonnant la division à partir de l'ionium ou du polonium; ceci est une justification de la forme de la courbe parcours-énergie calculée.

Nous adopterons, pour la division, la valeur moyenne

$$1 \text{ division} = 0,9134\ \mu.$$

En mesurant directement la division avec un micromètre objectif, nous avions trouvé 0,92 μ, valeur indiquée au paragraphe 4. La valeur que nous venons d'obtenir est beaucoup plus sûre, puisque, ainsi que cela résulte des remarques 1° et 2° du paragraphe 1, elle élimine totalement le défaut éventuel d'exactitude de notre micromètre objectif ainsi que la faible différence de pouvoir d'arrêt qui peut exister entre l'émulsion que nous avons utilisée et une émulsion idéale « C 2 moyenne ».

7. **Détermination de l'énergie des α du thorium.** — Connaissant maintenant la valeur d'une division, nous pouvons traduire en microns les parcours du thorium :

1° Raie principale :

$$R_\alpha = 16,01 \text{ divisions} = 14,62\ \mu;$$

2° Raie satellite :

$$R_\alpha = 15,61 \text{ divisions} = 14,25\ \mu;$$

3° On peut aussi considérer le parcours moyen, correspondant à l'axe de la raie expérimentale non analysée, c'est-à-dire au pic de gauche de la figure 1; ce parcours qui correspond à la moyenne pondérée de l'énergie des α émis, est :

$$R_\alpha = 15,91 \text{ divisions} = 14,53\ \mu.$$

On sait que toutes les énergies correspondantes sont très voisines de 4 MeV. La formule (1) donne, pour des α de 4,00 MeV, le parcours calculé 14,58 μ. En dérivant la formule (1) on a, d'autre part :

$$\left(\frac{\mathrm{d}R_\alpha}{\mathrm{d}E_\alpha}\right)_{3,971\,E} = 0,250\left(\frac{\mathrm{d}R_H}{\mathrm{d}E_H}\right)_E \qquad (2)$$

ce qui, en se reportant à la table VII du travail de Vigneron permet, R étant exprimé en microns et E en mégaélectrons-volts, d'obtenir :

$$\left(\frac{\mathrm{d}R_\alpha}{\mathrm{d}E_\alpha}\right)_{4\ \text{MeV}} = 4,912,$$

A l'aide de cette valeur et des parcours en microns indiqués ci-dessus, on a immédiatement les énergies :

Raie principale : 4,008 MeV;
Énergie pondérée : 3,990 MeV;
Raie satellite : 3,933 MeV.

Ces valeurs ont été obtenues sur la base des résultats de Mlle Albouy (75 keV entre les deux raies du thorium). Reprenant le calcul sur la base des résultats, tout aussi valables, de Dunlavey et Seaborg, on obtient évidemment la même valeur, 3,990 MeV, pour l'énergie pondérée mais, pour chacune des raies, on obtient des valeurs un peu différentes, soit :

Raie principale :

$$E_\alpha = 4,004\ \text{MeV};$$

Raie satellite :

$$E_\alpha = 3,949\ \text{MeV}.$$

C'est évidemment l'énergie pondérée qui doit être comparée aux valeurs de l'énergie des α du thorium antérieurement déterminées, à l'époque où l'existence de deux raies n'avait pas été mise en évidence.

8. **Précision dans la détermination de l'énergie.** — Étant donné les écarts-types de

chacun des pics de la figure 1 et le nombre des mesures dans chaque pic, la position de l'axe de ceux-ci est déterminée à ± 0,02 division près, soit pratiquement à ± 0,02 μ près.

Dans un travail sur la précision des mesures microscopiques [1], l'un de nous a signalé qu'entre deux observateurs mesurant le même lot de traces et déterminant la longueur moyenne, des différences systématiques atteignant 0,15 μ peuvent être observées. Cette cause d'erreur aurait joué si un observateur mesurant « long » avait fait la statistique pour le pic du polonium, par exemple, tandis qu'un observateur mesurant « court » aurait fait la statistique pour le pic du thorium. Mais nos mesures ont été faites par quatre observateurs, chacun d'eux mesurant les traces, au fur et à mesure qu'elles se présentaient et venaient se placer, au hasard, dans l'un ou l'autre des pics; toutes ces mesures réunies forment l'histogramme de la figure 1. Dans ces conditions, la précision annoncée, ± 0,02 μ, a un sens à l'intérieur de notre expérience.

Dans la mise en place de la courbe parcours-énergie, au paragraphe 6, l'imprécision, ± 0,02 division, sur les parcours de l'ionium et du polonium, entraîne une imprécision sur l'étalonnage de la division; correctement on doit écrire

$$1 \text{ division} = 0,9134 \pm 0,001\ \mu.$$

L'imprécision sur les parcours en microns du thorium, donnés au paragraphe 7, provient :

1° de l'imprécision d'origine statistique ± 0,02 division (soit sensiblement ± 0,02 μ) dans la détermination de l'axe expérimental du pic de gauche;

2° de l'imprécision sur la valeur en microns d'une division, qui conduit à une incertitude supplémentaire de ± 0,015 μ. L'imprécision-parcours totale est donc ± 0,035 μ.

Il y correspond une première imprécision-énergie ± 0,007 MeV.

D'un autre côté, nous avons admis que la constante de la formule (1) est 0,4 μ; en réalité, cette valeur n'est pas connue avec une très grande sûreté. Si nous prenons 0,2 μ comme valeur de cette constante, tout le calcul peut être repris, et finalement, les valeurs de l'énergie du thorium augmentent de 0,01 MeV.

La deuxième imprécision-énergie, ± 0,01 MeV, plus importante que la première, correspond à une incertitude ± 0,2 μ sur la constante de la formule (1). Il serait donc intéressant qu'un travail expérimental, comparant les parcours de protons et de rayons α, vienne fixer cette constante avec plus de précision.

L'imprécision-énergie totale est ± 0,017 MeV, que nous majorerons à ± 0,020 MeV.

Résultats. — Nous sommes donc en mesure de donner l'énergie pondérée des α émis par le thorium, ainsi que pour les deux raies monocinétiques, deux groupes de valeurs, d'après qu'on adopte la différence 75 keV, suivant Mlle Albouy [5], ou 55 keV, d'après Dunlavey et Seaborg [6].

Énergie pondérée des α.......	3,990 ± 0,020 MeV	
Raie principale (intensité 3/4) (MeV)..	4,008 ± 0,020	4,004 ± 0,020
Raie satellite (intensité 1/4) (MeV)..	3,933 ± 0,02	3,949 ± 0,020
Différence admise (MeV).	0,075	0,055
Auteur de référence...	Mlle Albouy	Dunlavey et Seaborg

Les auteurs précédents obtenaient seulement la valeur pondérée de l'énergie : 3,98 ± 0,04 [4] et 3,976 ± 0,020 [12], en accord avec notre détermination.

Manuscrit reçu le 2 juillet 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Vigneron L. — *Revue Microscopie*, 1950, **2**, 26.
[2] Vigneron L. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 145.
[3] Rosenblum S. et Chamié Mlle C. — *C. R. Acad. Sc.*, 1932, **194**, 1919.
[4] Faraggi Mme H. — Thèse. *Ann. Phys.*, 1951, **6**, 325.
[5] Albouy G. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 309 et communication privée.
[6] Dunlavey C. et Seaborg G. T. — *Phys. Rev.*, 1952, **87**, 165.
[7] Haïssinsky M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1933, **196**, 1788.
[8] Vigneron L., Chastel R. et Génin Mme J. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14** (sous presse).
[9] Vigneron L., Chastel R. et Génin Mme J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 2053.
[10] Rosenblum S., Valadarès M. et Vial Mlle J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1948, **227**, 1088.
[11] Rosenblum S., Valadarès M. et Perey Mlle. — *C. R. Acad. Sc.*, 1949, **228**, 385.
[12] Clark F. L., Spençer-Palmer H. J. et Woodward R. N. — British Atomic Energy Project, Rapport Br. 524, mars 1945.

FORMULE DE CORRECTION POUR LE COMPTAGE DES TRAJECTOIRES DANS LES ÉMULSIONS NUCLÉAIRES

Par A. HERPIN et C. MERCIER,
Centre d'Études nucléaires (Saclay),
Service de Physique mathématique.

Sommaire. — Des formules sont données dans tous les cas possibles pour passer d'un certain comptage de trajectoires dans une émulsion nucléaire à la densité réelle de réactions.

1. **Position du problème.** — Une réaction nucléaire donnant deux particules dont les trajectoires colinéaires ont les longueurs a et b se produit à l'intérieur d'une émulsion nucléaire d'épaisseur e. Cette émulsion est examinée à l'aide d'un microscope de champ circulaire de diamètre $2R$. Un procédé de comptage commode est de ne compter que les trajectoires ne coupant pas le cercle de rayon R. Le problème consiste à relier le nombre de trajectoires ainsi dénombrées au nombre de réactions se produisant dans un volume donné.

Toutes les trajectoires, si elles étaient complètes auraient pour longueur

$$L = a + b.$$

Du fait de l'existence des deux surfaces limitant l'émulsion, elles peuvent avoir une longueur inférieure à L. Soit $p_1(l)\,\mathrm{d}l$ la probabilité pour que la projection d'une trajectoire sur le plan de l'émulsion soit comprise entre l et $l + \mathrm{d}l$. S'il n'y avait pas d'effet de surface, cette probabilité serait

$$\frac{\mathrm{d}\Omega}{4\pi} = \frac{1}{4\pi} 2\pi . 2 \sin\theta \,\mathrm{d}\theta, \qquad \text{avec} \quad \sin\theta = \frac{l}{L},$$

soit

$$p_1(l) = \frac{1}{L} \frac{l}{\sqrt{L^2 - l^2}}.$$

Les effets de surface, qui limitent la longueur réelle de la trajectoire, modifient cette probabilité que nous allons calculer au paragraphe 2.

Considérons toutes les trajectoires de longueur projetée l, $l + \mathrm{d}l$. Elles sont réparties au hasard, c'est-à-dire que la densité des centres est la même que la densité de n'importe quel autre point de la trajectoire. Pour raisonner, nous parlerons de la densité des centres (ceci implique que nous considérons la plaque comme infinie dans deux dimensions). Soit $N(l)\,\mathrm{d}l$ le nombre de trajectoires de projection l, $l + \mathrm{d}l$ ayant leur centre à l'intérieur d'un cercle de rayon R. Parmi celles-ci $n(l, R)\,\mathrm{d}l$ ne touchent pas le cercle. Nous désignerons par $p_2(l, R)$ la probabilité pour qu'une trajectoire de longueur projetée l ayant son centre à l'intérieur du cercle touche ce cercle. Nous aurons

$$n(l, R)\,\mathrm{d}l = \big(1 - p_2(l, R)\big) N(l)\,\mathrm{d}l.$$

La densité $N(l)$ a pour expression

$$N(l) = \pi R^2 e\, p_1(l)\, \rho,$$

ρ étant le nombre de réactions par unité de volume. Le nombre de trajectoires mesurées par la méthode consistant à ne compter que les trajectoires entières est

$$n_A = \int_0^L n(l, R)\,\mathrm{d}l,$$

soit

$$n_A = \rho\pi R^2 e \int_0^L p_1(l) \big(1 - p_2(l, R)\big)\,\mathrm{d}l$$

ou, en tenant compte de ce que $\int_0^L p_1(l)\,\mathrm{d}l = 1$:

$$n_A = \rho\pi R^2 e \left\{ 1 - \int_0^L p_1(l)\, p_2(l, R)\,\mathrm{d}l \right\}. \qquad (1)$$

$\rho\pi R^2 e$ est le nombre de réactions se produisant dans le volume exploré. Nous définirons le facteur de correction $\mathcal{C}$ par

$$\rho\pi R^2 e = \mathcal{C}\, n_A. \qquad (2)$$

2. **Calcul de $p_1(l)$.** — Plusieurs cas sont à considérer suivant les valeurs relatives de l'épaisseur de l'émulsion et de la longueur des trajectoires.

On peut envisager le problème en supposant que la trajectoire a la plus longue est toujours dirigée vers le haut $\left(\theta < \frac{\pi}{2}\right)$ (*fig.* 1).

Pour les trajectoires a dirigées vers le bas, nous prendrons leurs symétriques par rapport au plan de cote $\frac{e}{2}$, ce qui revient à normaliser à 2π. Ceci facilite la discussion des différents cas.

1° *Premier cas* : $L < e$. — Soit une longueur l. Nous allons chercher toutes les manières possibles d'obtenir cette longueur en projection.

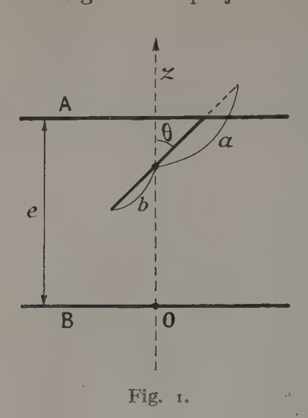


Fig. 1.

Pour $0 < z < z_2$,

$$z_2 = b\sqrt{1 - \frac{l^2}{L^2}},$$

la trajectoire rencontre la surface A (*fig.* 2) :

$$l = a \sin\theta + z \operatorname{tg}\theta.$$

Pour $z_2 < z < e - z_1$:

$$z_1 = a\sqrt{1 - \frac{l^2}{L^2}},$$

aucune des deux trajectoires ne rencontre les surfaces de séparation.

$$l = L \sin\theta.$$

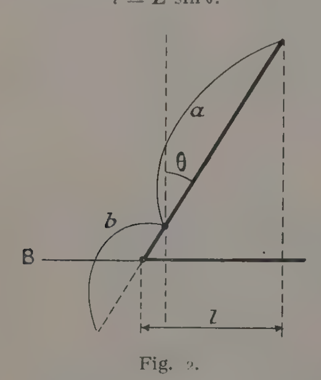


Fig. 2.

Pour $e - z_1 < z < e$, la trajectoire a rencontre la surface A :

$$l = b \sin\theta + z' \operatorname{tg}\theta, \qquad z' = e - z.$$

La probabilité d'obtenir une longueur l à dl près est

$$\frac{1}{2\pi e}\int_0^e 2\pi \sin\theta \, dz \, d\theta = \frac{dl}{e}\int_0^e \sin\theta \left(\frac{d\theta}{dl}\right)_z dz.$$

cette intégrale se décompose en trois, suivant la position de z :

$$\int_0^e dz = \int_0^{z_2} dz + \int_{z_2}^{e - z_1} dz + \int_0^{z_1} dz'.$$

Dans la seconde intégrale, l'intégrant ne dépend pas de z, d'où sa valeur

$$\frac{dl}{e}(e - z_1 - z_2)\frac{l}{L\sqrt{L^2 - l^2}}.$$

Les deux autres intégrales sont de la même forme :

$$\int_0^{z_2} \sin\theta \left(\frac{d\theta}{dl}\right)_z dz = \int_{\theta'_2}^{\theta''_2} \sin\theta \left(\frac{\partial\theta}{\partial l}\right)_z \left(\frac{\partial z}{\partial\theta}\right)_l d\theta$$

$$= -\int_{\theta'_2}^{\theta''_2} \sin\theta \left(\frac{\partial z}{\partial l}\right)_\theta d\theta = \sin\theta'_2 - \sin\theta''_2.$$

Il ne reste plus qu'à déterminer θ'_2 et θ''_2. Deux cas

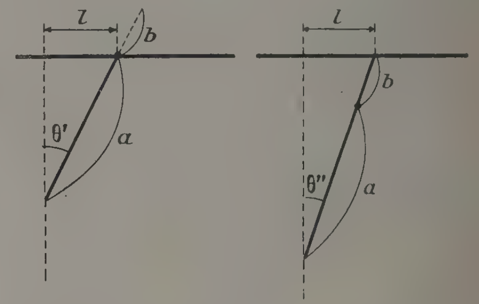


Fig. 3.

se présentent suivant que l est supérieur ou inférieur à a.

$l < a$ (*fig.* 3) :

$$\sin\theta' = \frac{l}{a}, \qquad \sin\theta'' = \frac{l}{L};$$

$l > a$:

$$\sin\theta' = 1, \qquad \sin\theta'' = \frac{l}{L}.$$

On obtient ainsi trois expressions différentes suivant les valeurs de l (*voir* tableau final I, cas I).

2° *Deuxième cas* : $a < e < L$. — Il existe, au centre, une zone dans laquelle les deux trajectoires peuvent rencontrer simultanément les surfaces de séparation, au moins pour certaines valeurs de l. Ceci est possible si

$$e - y_1 < z < y_2 \quad (\textit{fig.}\ 4).$$

La condition pour qu'il en soit ainsi est que

$$l < l_0; \qquad l_0 = L\sqrt{1 - \left(\frac{e}{L}\right)^2}.$$

Pour les valeurs de l supérieures à l_0, on est ramené au cas précédent.

Pour $l < l_0$, il y a trois zones.

Zone AB : comme plus haut, on ramène l'intégration en z à

$$\sin\theta'_2 - \sin\theta''_2,$$

$\sin\theta'_2$ est égal, soit à $\frac{l}{a}$, si $l < a$, soit à 1, si $l > a$ et $\sin\theta''_2$ a pour expression

$$\sin\theta''_2 = \frac{l}{\sqrt{e^2 + l^2}}.$$

Zone BC : l'angle θ est indépendant de z,

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{l}{e},$$

la contribution à $p_1(l)\mathrm{d}l$ est

$$A(l)\,\mathrm{d}l = \sin\theta\left(\frac{\partial\theta}{\partial l}\right)_z \{y_1 + y_2 - e\}\,\mathrm{d}l,$$

soit

$$A(l)\,\mathrm{d}l = \frac{eLl\,\mathrm{d}l}{(e^2 + l^2)^2} - \frac{el\,\mathrm{d}l}{(e^2 + l^2)^{\frac{3}{2}}}.$$

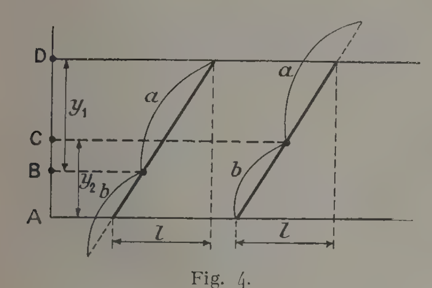


Fig. 4.

La contribution de la zone CD est la même que celle de la zone AB (avec échange de a et b).

Suivant la position de l_0 par rapport à a et b, on obtient ainsi les trois formules du tableau I (cas II).

3° *Troisième cas* : $b < e < a$. — Dans ce cas, la zone AB (*fig.* 4) a disparu, pour $l < l_1 = \sqrt{a^2 - e^2}$. Dans ces conditions, dès que b touche, a touche aussi. La formule finale a une forme différente, suivant les valeurs respectives de l_1 et de l_0 ($l_1 < l_0$) (tableau I, cas III).

4° *Quatrième cas* : $e < b$. — Il existe des valeurs de l pour lesquelles les deux trajectoires touchent quelle que soit la valeur de z. Deux cas différents se présentent suivant les valeurs respectives de l_1, $l_2 = \sqrt{b^2 - e^2}$, l_0.

Remarquons que

$$l_2 < l_1 < l_0, \quad l_2 < b, \quad l_1 < a$$

(*voir* tableau I, cas IV).

TABLEAU I.

Expressions de $p_1(l)$.

Cas I : $L < e$.

$0 < l < b$	I_a
$b < l < a$	I_b
$a < l < L$	I_c

Cas II : $a < e < L$.

$l_0 > a$.		$b < l_0 < a$.	
$0 < l < b$	II_a	$0 < l < b$	II_a
$b < l < a$	II_b	$b < l < l_0$	II_b
$a < l < l_0$	II_c	$l_0 < l < a$	I_b
$l_0 < l < L$	I_c	$a < l < L$	I_c

$l_0 < b$.

$0 < l < l_0$	II_a
$l_0 < l < b$	I_a
$b < l < a$	I_b
$a < l < L$	I_c

Cas III : $b < e < a$.

$l_1 > b$, $l_0 > a$.		$l_1 > b$, $l_0 < a$.	
$0 < l < b$	III_a	$0 < l < b$	III_a
$b < l < l_1$	III_b	$b < l < l_1$	III_b
$l_1 < l < a$	II_b	$l_1 < l < l_0$	II_b
$a < l < l_0$	II_c	$l_0 < l < a$	I_b
$l_0 < l < L$	I_c	$a < l < L$	I_c

$l_1 < b$, $l_0 > a$.		$l_1 < b$, $b < l_0 < a$.	
$0 < l < l_1$	III_a	$0 < l < l_1$	III_a
$l_1 < l < b$	II_a	$l_1 < l < b$	II_a
$b < l < a$	II_b	$b < l < l_0$	II_b
$a < l < l_0$	II_c	$l_0 < l < a$	I_b
$l_0 < l < L$	I_c	$a < l < L$	I_c

Cas IV : $e < b$.

$l_1 > b$, $l_0 > a$.		$l_1 < b$, $l_0 > a$.	
$0 < l < l_2$	IV	$0 < l < l_2$	IV
$l_2 < l < b$	III_a	$l_2 < l < l_1$	III_a
$b < l < l_1$	III_b	$l_1 < l < b$	II_a
$l_1 < l < a$	II_b	$b < l < a$	II_b
$a < l < l_0$	II_c	$a < l < l_0$	II_c
$l_0 < l < L$	I_c	$l_0 < l < L$	I_c

$$I_a : \quad \frac{1}{L}\left\{\frac{l}{L\sqrt{1 - \left(\frac{l}{L}\right)^2}} - \frac{l}{e}\left(1 - \frac{b}{a} - \frac{a}{b}\right)\right\}$$

$$I_b : \quad \frac{1}{L}\left\{\frac{l}{L\sqrt{1 - \left(\frac{l}{L}\right)^2}} + \frac{L}{e} - \frac{l}{e}\left(2 - \frac{b}{a}\right)\right\}$$

$$I_c : \quad \frac{1}{L}\left\{\frac{l}{L\sqrt{1 - \left(\frac{l}{L}\right)^2}} + 2\frac{L}{e} - 3\frac{l}{e}\right\}$$

$$II_a : \quad \frac{eLl}{(e^2 + l^2)^2} - \frac{el}{(e^2 + l^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{lL}{eab} - \frac{2l}{e\sqrt{e^2 + l^2}}$$

TABLEAU I (*suite*).

$$\mathrm{II}_b : \frac{eLl}{(e^2+l^2)^2} - \frac{el}{(e^2+l^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{1}{e} + \frac{l}{ae} - \frac{2l}{e\sqrt{e^2+l^2}}$$

$$\mathrm{II}_c : \frac{eLl}{(e^2+l^2)^2} - \frac{el}{(e^2+l^2)^{\frac{3}{2}}} + \frac{2}{e} - \frac{2l}{e\sqrt{e^2+l^2}}$$

$$\mathrm{III}_a : \frac{bel}{(e^2+l^2)^2} + \frac{l}{eb} - \frac{l}{e\sqrt{e^2+l^2}}$$

$$\mathrm{III}_b : \frac{bel}{(e^2+l^2)^2} + \frac{1}{e} - \frac{l}{e\sqrt{e^2+l^2}}$$

$$\mathrm{IV} : \frac{el}{(e^2+l^2)^{\frac{3}{2}}}$$

$$l_0 = \sqrt{L^2-e^2},$$
$$l_1 = \sqrt{a^2-e^2},$$
$$l_2 = \sqrt{b^2-e^2}.$$

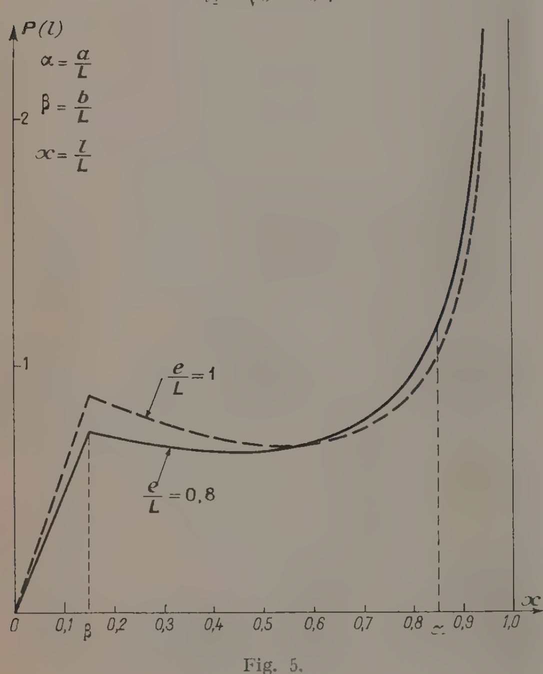


Fig. 5.

Les figures 5 et 6 représentent les variations de p_1 en fonction de l dans deux cas extrêmes, lorsque l'épaisseur est supérieure à la longueur de la trajectoire, et lorsque l'épaisseur est inférieure à la plus petite des deux trajectoires (cas I et IV).

3. **Calcul de** $p_2(l, R)$. — On peut distinguer trois zones dans le cercle, suivant la distance du centre de la trajectoire au centre du cercle.

a. pour $0 < r < r_m = R - \frac{l}{2}$, la trajectoire ne touche jamais le cercle;

b. pour $r_m < r < r_M = \sqrt{R^2 - \left(\frac{l}{2}\right)^2}$, la trajectoire

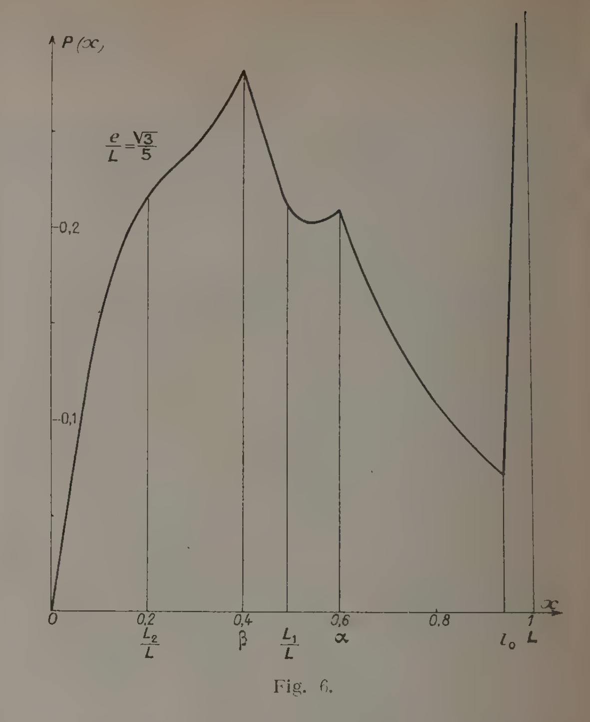


Fig. 6.

ne touche le cercle que si sa direction est comprise dans un angle 2θ (*fig.* 7);

c. pour $r_M < r < R$, la trajectoire touche toujours le cercle. Soit S' la surface de cet anneau.

La probabilité de toucher le cercle est

$$p_2(l, R) = \frac{S'}{\pi R^2} + 2\int_{r_m}^{r_M} \frac{\theta}{\pi} \frac{2\pi r\,dr}{\pi R^2}.$$

Soit, tous calculs faits :

$$p_2(l, R) = \frac{2}{\pi}\left\{\arcsin\frac{l}{2R} + \frac{l}{2R}\sqrt{1-\left(\frac{l}{2R}\right)^2}\right\}.$$

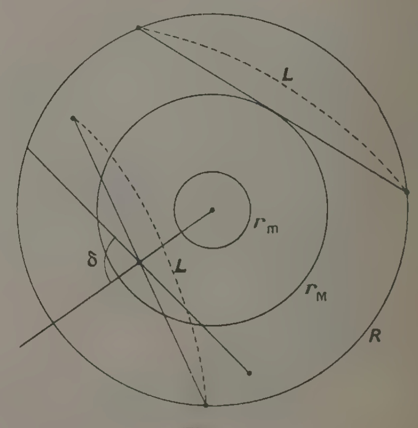


Fig. 7.

TABLEAU II.

Cas I : $\gamma = I_1(\lambda) + 2I_5(\lambda) - I_5(\alpha\lambda) - I_5(\beta\lambda) - 3I_6(\lambda) + \frac{1}{\alpha} I_6(\alpha\lambda) + \frac{1}{\beta} I_6(\beta\lambda)$

Cas II : $\gamma = I_1(\lambda) - I_1(x_0) - I_2(x_0) - I_3(x_0) + I_4(x_0) + 2I_5(\lambda) - I_5(\alpha\lambda) - I_5(\beta\lambda)$
$- 3I_6(\lambda) + \frac{1}{\alpha} I_6(\alpha\lambda) + \frac{1}{\beta} I_6(\beta\lambda) + 3I_6(x_0)$

Cas III : $\gamma = I_1(\lambda) - I_1(x_0) - I_2(x_0) + \frac{1}{2} I_2(x_1) - I_3(x_0) + I_3(x_1) + I_4(x_0) - \alpha I_4(x_1)$
$+ 2I_5(\lambda) - I_5(\alpha\lambda) - I_5(\beta\lambda) - 3I_6(\lambda) + \frac{1}{\alpha} I_6(\alpha\lambda) + \frac{1}{\beta} I_6(\beta\lambda) + 3I_6(x_0) - \frac{1}{\alpha} I_6(x_1)$

Cas IV : $\gamma = I_1(\lambda) - I_1(x_0) - I_2(x_0) + \frac{1}{2} I_2(x_1) + \frac{1}{2} I_2(x_2) - I_3(x_0) + I_3(x_1) + I_3(x_2) + I_4(x_0)$
$- \alpha I_4(x_1) - \beta I_4(x_2) + 2I_5(\lambda) - I_5(\alpha\lambda) - I_5(\beta\lambda) - 3I_6(\lambda) + \frac{1}{\alpha} I_6(\alpha\lambda) + \frac{1}{\beta} I_6(\beta\lambda)$
$- 3I_6(x_0) - \frac{1}{\alpha} I_6(x_1) - \frac{1}{\beta} I_6(x_2)$

$$I_1 = \frac{1}{\lambda^2} \int_0^x p_2(x) \frac{x \, dx}{\sqrt{1 - \left(\frac{x}{\lambda}\right)^2}} = \frac{2}{\pi\lambda} \Big\{ \frac{2}{3}(1 + \lambda^2) E(\lambda, \varphi)$$
$$- \frac{2}{3}(1 - \lambda^2) F(\lambda, \varphi) - \sqrt{\lambda^2 - x^2} \arcsin x - \frac{1}{3} x \sqrt{1 - x^2} \sqrt{\lambda^2 - x^2} \Big\}$$
$$\sin \varphi = \frac{x}{\lambda}$$

$$I_2 = \frac{2}{\varepsilon^2} \int_0^x p_2(x) \frac{x \, dx}{\sqrt{1 - \frac{x^2}{\varepsilon^2}}} = \frac{4}{\varepsilon\pi} \Big\{ \frac{2}{3} \sqrt{1 + \varepsilon^2} \Big[\varepsilon^2 F(k, \varphi) + (1 - \varepsilon^2) E(k, \varphi) - \varepsilon^2 F\left(k, \frac{\pi}{2}\right) - (1 - \varepsilon^2) E\left(k, \frac{\pi}{2}\right) \Big]$$
$$+ \sqrt{x^2 + \varepsilon^2} \Big[\arcsin x + \frac{1}{3} x \sqrt{1 - x^2} \Big] \Big\}$$
$$k^2 = \frac{1}{1 + \varepsilon^2}, \qquad \cos \varphi = x$$

$$I_3 = \frac{1}{\lambda^2} \int_0^x p_2(x) \frac{x \, dx}{\left(1 + \frac{x^2}{\varepsilon^2}\right)^{\frac{3}{2}}} = \frac{2\varepsilon}{\pi} \Big\{ 2\sqrt{\varepsilon^2 + 1} \Big[E(k, \varphi) - E\left(k, \frac{\pi}{2}\right) - F(k, \varphi) + F\left(k, \frac{\pi}{2}\right) \Big] - \frac{\arcsin x}{\sqrt{x^2 + \varepsilon^2}} - \frac{x\sqrt{1 - x^2}}{\sqrt{x^2 + \varepsilon^2}} \Big\}$$
$$k^2 = \frac{1}{1 + \varepsilon^2}, \qquad \cos \varphi = x$$

$$I_4 = \frac{\lambda}{\varepsilon^3} \int_0^x p_2(x) \frac{x \, dx}{\left(1 + \frac{x^2}{\varepsilon^2}\right)^2} = \frac{\lambda}{\pi} \Big\{ 2\sqrt{1 + \varepsilon^2} \operatorname{arc\,tg} \frac{x}{\varepsilon} \sqrt{\frac{1 + \varepsilon^2}{1 - x^2}} - \varepsilon \frac{\arcsin x}{\varepsilon^2 + x^2} - 2\varepsilon \operatorname{arc\,tg} \frac{x}{\sqrt{1 - x^2}} - \varepsilon x \frac{\sqrt{1 - x^2}}{\varepsilon^2 + x^2} \Big\}$$

$$I_5 = \frac{1}{\varepsilon} \int_0^x p_2(x) \, dx = \frac{2}{\pi\varepsilon} \Big\{ x \arcsin x + \frac{1}{3} \sqrt{1 - x^2}(2 + x^2) - \frac{2}{3} \Big\}$$

$$I_6 = \frac{1}{\varepsilon\lambda} \int_0^x p_2(x)\, x \, dx = \frac{1}{4\pi\varepsilon\lambda} \Big\{ (4x^2 - 1) \arcsin x + x\sqrt{1 - x^2}(1 + 2x^2) \Big\}$$

4. Calcul du facteur de correction. — Nous avons calculé, dans tous les cas possibles les intégrales

$$\gamma(L, 2R, e, a, b) = \int_0^L p_1(l)\, p_2(l, R) \, dl,$$

d'où le facteur de correction

$$\mathcal{C} = \frac{1}{1 - \gamma}.$$

TABLEAU II'.

Cas d'une seule trajectoire.

Cas I : $L < e$.
$$\gamma = I_1(\lambda) + I_5(\lambda) - 2I_6(\lambda)$$

Cas II : $L > e$.
$$\gamma = I_1(\lambda) - I_1(x_0) - \frac{1}{2} I_2(x_0) + I_5(\lambda) - 2I_6(\lambda) + 2I_6(x_0)$$

En utilisant les variables réduites suivantes :

$$\lambda = \frac{L}{2R}, \qquad \varepsilon = \frac{e}{2R}, \qquad \alpha = \frac{a}{L},$$
$$\beta = \frac{b}{L}, \qquad x_i = \frac{l_i}{2R},$$

on obtient pour y une seule expression pour chacun des cas I, II, III, IV, comme on pouvait s'y attendre. Elles sont reproduites sur le tableau II.

Les fonctions $E(k, \varphi)$ et $F(k, \varphi)$ sont les intégrales elliptiques de seconde et de première espèce. On peut trouver leurs valeurs numériques dans L. Potin, *Formules et tables numériques*. Le tableau II' correspond au cas où une seule trajectoire serait visible.

Ce travail a été entrepris à la demande de M. Labeyrie, de la Division des Constructions électriques du C.E.A.

(Manuscrit reçu le 9 juillet 1953.)

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. TOME 15, JANVIER 1954, PAGE 26.

PROPAGATION DES ONDES ÉLECTROMAGNÉTIQUES PLANES DANS UN PLASMA HOMOGÈNE (IONOSPHÈRE)

Par Raymond JANCEL et Théo KAHAN,
Institut Henri Poincaré, Sorbonne.

Sommaire. — En s'appuyant sur des résultats antérieurs [1], les auteurs étudient la propagation des ondes dans un milieu ionisé tel que l'ionosphère homogène, en présence d'un champ magnétique constant, en particulier l'indice de réfraction, la biréfringence, la vitesse de phase et de groupe, l'affaiblissement, la polarisation des ondes, les fréquences limites, etc. à la lumière des diverses approximations admises au cours des calculs. Confrontation avec les théories classiques (Appleton, Hartree, etc.), discussion des approximations et de la validité des formules habituelles relatives à l'ionosphère.

L'objet du présent Mémoire est l'analyse mathématique de la propagation des ondes électromagnétiques planes dans l'ionosphère supposée homogène, fondée sur la théorie magnétoionique des milieux gazeux non uniformes légèrement ionisés, établie par les auteurs dans des travaux antérieurs [1].

1. Équations d'onde dans un gaz ionisé : ondes planes. — Nous étudions la propagation d'ondes électromagnétiques dans un gaz ionisé dont la perméabilité magnétique est supposée égale à celle du vide (et dont nous préciserons plus loin les propriétés diélectriques). Si l'on désigne alors par $\mathbf{I}$ la densité de courant, correspondant au déplacement des charges électriques du milieu sous l'action du champ électromagnétique, les équations de Maxwell s'écrivent :

$$\operatorname{rot} \mathbf{E} = -\frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \tag{1}$$

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{1}{c}\left(\frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t} + 4\pi \mathbf{I}\right), \tag{2}$$

avec

$$\operatorname{div} \mathbf{E} = 4\pi\rho, \qquad \operatorname{div} \mathbf{H} = 0.$$

(Dans ces équations, on emploie les unités électromagnétiques pour les champs magnétiques et les unités électrostatiques pour les champs, courants et charges électriques.)

Posons

$$\mathbf{I} = \frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t} \tag{3}$$

(où $\mathbf{P}$ désigne la polarisation électrique du milieu) et

$$\mathbf{D} = \mathbf{E} + 4\pi \mathbf{P}. \tag{4}$$

L'équation (2) s'écrit alors :

$$\operatorname{rot} \mathbf{H} = \frac{1}{c}\frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \tag{5}$$

et, en combinant convenablement les équations (1), (4) et (5), on obtient les équations de propagation :

$$\operatorname{rot}\operatorname{rot} \mathbf{E} = \operatorname{grad}\operatorname{div} \mathbf{E} - \Delta \mathbf{E} = -\frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \mathbf{D}}{\partial t^2}, \tag{6}$$

$$\square \mathbf{H} = \frac{4\pi}{c}\frac{\partial}{\partial t}\operatorname{rot} \mathbf{P}. \tag{7}$$

Pour étudier les propriétés des ondes planes monochromatiques, nous chercherons des solutions des équations (6), (7) de la forme :

$$\mathbf{U} = \mathbf{U}_0 \exp\left[i\omega\left(t - \frac{\mathbf{N}\mathbf{r}}{u}\right)\right] \tag{8}$$

et nous supposerons que les vecteurs $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$, $\mathbf{D}$ et $\mathbf{P}$

sont tous de ce type. Dans cette expression, u est complexe, sa partie réelle représentant la vitesse de phase de l'onde, sa partie imaginaire donnant un facteur d'atténuation des ondes. **N** est la normale au plan d'onde, **r** le rayon vecteur du point courant.

D'après (8), on voit facilement que :

$$\Delta\mathbf{U} = -\frac{\omega^2}{u^2}\mathbf{U}, \qquad \operatorname{grad}\operatorname{div}\mathbf{U} = -\frac{\omega^2}{u^2}(\mathbf{U}.\mathbf{N})\mathbf{N};$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{U} = -i\frac{\omega}{u}(\mathbf{N}\wedge\mathbf{U}), \qquad \frac{\partial\mathbf{U}}{\partial t} = i\omega\mathbf{U}$$

et en portant ces expressions dans les équations de propagation on obtient les équations :

$$\frac{c^2}{u^2}\mathbf{E} - \mathbf{D} - \frac{c^2}{u^2}(\mathbf{E}.\mathbf{N})\mathbf{N} = 0 \tag{9}$$

et

$$\left(\frac{c^2}{u^2} - 1\right)\mathbf{H} = \frac{4\pi c}{u}(\mathbf{N}\wedge\mathbf{P}) \tag{10}$$

qui déterminent complètement la propagation d'une onde plane, si l'on connaît la relation entre **D** et **E** qui caractérise précisément le milieu considéré. On peut cependant déduire directement de (9) et (10) certaines propriétés de l'onde plane; en effet, multiplions scalairement par **N** l'équation (9), il vient :

$$\mathbf{N}.\mathbf{D} = 0. \tag{11}$$

Le vecteur **D** est donc dans le plan d'onde. De même, si l'on multiplie (9) vectoriellement par **N**, on a :

$$\left(\frac{c^2}{u^2} - 1\right)(\mathbf{N}\wedge\mathbf{E}) = 4\pi(\mathbf{N}\wedge\mathbf{P})$$

et, en portant dans (10), il vient :

$$\mathbf{H} = \frac{c}{u}(\mathbf{N}\wedge\mathbf{E}), \tag{12}$$

d'où l'on déduit que **H** est dans le plan d'onde et est perpendiculaire à **E**.

D'autre part, on obtient également $\left(\text{en remarquant que } \operatorname{rot}\mathbf{H} = \frac{i\omega}{u}(\mathbf{H}\wedge\mathbf{N}) \text{ et que } \frac{1}{c}\frac{\partial\mathbf{D}}{\partial t} = \frac{i\omega}{c}\mathbf{D}\right)$,

$$\mathbf{D} = \frac{c}{u}(\mathbf{H}\wedge\mathbf{N}), \tag{13}$$

de sorte que **D** est perpendiculaire à **H**.

Nous voyons donc que le plan d'onde est défini par les vecteurs orthogonaux **D** et **H** qui forment avec **N** un trièdre direct; le champ électrique **E** est oblique par rapport à **N**, mais est situé dans le plan (**D**, **N**) d'après (12). On voit de même que le vecteur de Poynting :

$$\mathbf{S} = \frac{c}{4\pi}(\mathbf{E}\wedge\mathbf{H}) \tag{14}$$

est situé également dans le plan (**D**, **N**) et que l'angle $(\widehat{N, S})$ qu'il fait avec la normale est égal à l'angle $(\widehat{D, E})$.

2. **Propriétés diélectriques du milieu** [1]. — Nous considérons le milieu comme un gaz ionisé constitué de deux sortes de particules : des particules lourdes neutres ou chargées (ions) et des électrons libres de densité statistiquement uniforme n_2 et nous supposerons dans la suite que la contribution des ions à la conductivité du milieu est négligeable. Nous supposerons de plus la présence d'un champ magnétique constant $\mathbf{H_0}$ (champ magnétique terrestre). Les propriétés diélectriques sont déterminées par le courant moyen **I** de déplacement créé par l'onde électromagnétique et le champ $\mathbf{H_0}$ et, comme on peut toujours négliger l'action du champ magnétique oscillant de l'onde, il suffit d'évaluer les effets croisés du champ oscillant **E** et du champ constant $\mathbf{H_0}$. Dans ces conditions, nous avons vu [1] qu'un tel milieu est caractérisé par un tenseur diélectrique $\varepsilon_{\mu\nu}$ que nous écrirons ici en supposant que le champ $\mathbf{H_0}$ a pour composantes $(0, -H_0\sin\varphi, H_0\cos\varphi)$, d'où :

$$\left.\begin{aligned}
&\varepsilon_{xx} = \varepsilon_{yy} = \varepsilon_{zz} = 1 + 4\pi\mu\left(\frac{K_1}{\omega}\sin\omega t - K_2\cos\omega t\right),\\
&\varepsilon_{xy} = -\varepsilon_{yx} = -4\pi\mu\omega_H\left(\frac{K'_1}{\omega}\sin\omega t + 2K'_2\cos\omega t\right)\cos\varphi,\\
&\varepsilon_{xz} = -\varepsilon_{zx} = -4\pi\mu\omega_H\left(\frac{K'_1}{\omega}\sin\omega t + 2K'_2\cos\omega t\right)\sin\varphi,\\
&\varepsilon_{yz} = \varepsilon_{zy} = 0,
\end{aligned}\right\} \tag{15}$$

où K_1, K_2, K'_1 et K'_2 sont des intégrales que nous avons précédemment définies [1]. Nous avons posé également

$$\omega_H = \frac{e_2 H_0}{m_2 c} \qquad \text{et} \qquad \mu = 8\pi n_2 e_2^2.$$

Étant donnée la forme complexe adoptée pour les champs, il sera indiqué d'utiliser le tenseur ε sous la forme complexe correspondante, soit :

$$\left.\begin{aligned}
&\varepsilon'_{xx} = \varepsilon'_{yy} = \varepsilon'_{zz} = 1 - 4\pi\mu\left(K_2 + i\frac{K_1}{\omega}\right),\\
&\varepsilon'_{xy} = -\varepsilon'_{yx} = -4\pi\mu\omega_H\left(2K'_2 - i\frac{K'_1}{\omega}\right)\cos\varphi,\\
&\varepsilon'_{xz} = \varepsilon'_{zx} = -4\pi\mu\omega_H\left(2K'_2 - i\frac{K'_1}{\omega}\right)\sin\varphi,\\
&\varepsilon'_{yz} = \varepsilon'_{zy} = 0.
\end{aligned}\right\} \tag{15'}$$

Par définition, ce tenseur établit la relation entre les vecteurs **D** et **E**

$$D_\mu = \sum_\mu \varepsilon_{\mu\nu}E_\nu;$$

en portant celle-ci dans l'équation (9), on peut calculer les indices de réfraction correspondant aux différents modes de propagation des ondes planes et établir ainsi la biréfringence de l'ionosphère.

3. **Indices de réfraction, atténuation, vitesses de phase et de groupe.** — Nous supposerons que le champ $\mathbf{H}_0$ fait un angle φ avec la normale à l'onde $\mathbf{N}$, et nous prendrons celle-ci comme axe Oz; on peut admettre, sans diminuer la généralité que $\mathbf{H}_0$ est dans le plan yOz et qu'il a pour composantes $(0, -H_0 \sin\varphi, H_0 \cos\varphi)$. Avec ces conventions, l'équation (9) s'écrit en utilisant (15') :

$$\left.\begin{aligned} \frac{c^2}{u^2} E_x - \varepsilon'_{xx} E_x - \varepsilon'_{xy} E_y - \varepsilon'_{xz} E_z &= 0, \\ -\varepsilon'_{yx} E_x + \frac{c^2}{u^2} E_y - \varepsilon'_{yy} E_y &= 0, \\ -\varepsilon'_{zx} E_x \qquad\qquad - \varepsilon'_{zz} E_z &= 0. \end{aligned}\right\} \tag{16}$$

Nous avons un système homogène et linéaire en E_x, E_y, E_z qui n'a des solutions que si son déterminant est nul, soit :

$$D = \begin{vmatrix} \frac{c^2}{u^2} - \varepsilon'_{xx} & -\varepsilon'_{xy} & -\varepsilon'_{xz} \\ -\varepsilon'_{yx} & \frac{c^2}{u^2} - \varepsilon'_{yy} & 0 \\ -\varepsilon'_{zx} & 0 & -\varepsilon'_{zz} \end{vmatrix} = 0. \tag{17}$$

On obtient, en développant ce déterminant, une équation bicarrée en $\frac{c}{u}$ qui s'écrit :

$$\varepsilon'_{xx} \frac{c^4}{u^4} - (2\varepsilon'^2_{xx} + \varepsilon'^2_{xz}) \frac{c^2}{u^2} + \varepsilon'_{xx} \Delta = 0. \tag{17'}$$

où l'on a posé :

$$\Delta = \varepsilon'^2_{xx} + \varepsilon'^2_{xy} + \varepsilon'^2_{xz}.$$

L'équation (17') admet deux solutions en $Y = \frac{c^2}{u^2}$ qui sont définies par :

$$\left.\begin{matrix} Y_1 \\ Y_2 \end{matrix}\right\} = \frac{2\varepsilon'^2_{xx} + \varepsilon'^2_{xz} \pm \sqrt{\varepsilon'^4_{xz} - 4\varepsilon'^2_{xx}\varepsilon'^2_{xy}}}{2\varepsilon'_{xx}}. \tag{18}$$

Le système (16) a donc deux solutions correspondant respectivement aux signes + et — du 2e membre de (18), ce qui met en évidence la biréfringence de l'ionosphère. (Remarquons qu'à chaque valeur de (18) correspondent deux solutions en $\frac{c}{u}$, mais ces deux déterminations impliquent seulement l'inversion du sens de la propagation le long de $\mathbf{N}$; nous prendrons toujours dans la suite le signe +).

La grandeur $\frac{c}{u}$ représente l'indice de réfraction complexe et l'on détermine l'indice réel n et le facteur d'absorption k', en posant :

$$Y = \frac{c^2}{u^2} = (n - ik'^2) = L - iM, \tag{19}$$

d'où l'on tire :

$$\left.\begin{aligned} n &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{L + \sqrt{L^2 + M^2}}, \\ k' &= \frac{1}{\sqrt{2}} \sqrt{-L + \sqrt{L^2 + M^2}} \end{aligned}\right\} \tag{20}$$

et la vitesse de phase V et le coefficient d'atténuation β sont donnés par :

$$V = \frac{c}{n}, \qquad \beta = \frac{\omega k'}{c}. \tag{21}$$

Ces grandeurs se calculent donc directement en fonction des quantités K_1, K_2, K'_1 et K'_2 données par les équations (15'). La vitesse de groupe des ondes u se calculera de même en utilisant la relation bien connue :

$$\frac{1}{u} = \frac{d(n\omega)}{c\, d\omega} = \frac{1}{cn}\left[n^2 + \frac{\omega}{2}\frac{d(n^2)}{d\omega}\right]. \tag{22}$$

Un cas particulier des équations (20), important pour les applications, est celui où $M \ll L$, car on peut alors écrire :

$$n \simeq \sqrt{L}, \qquad k' \simeq \frac{M}{2\sqrt{L}}. \tag{20'}$$

Il sera commode pour les applications de faire apparaître dans (18) l'angle φ; à cet effet nous poserons en accord avec (15') :

$$\varepsilon'_{xx} = \varepsilon'_{yy} = \varepsilon'_{zz} = \varepsilon_{\mathrm{I}}$$

et

$$\varepsilon'_{xy} = \varepsilon_{\mathrm{II}} \cos\varphi, \qquad \varepsilon'_{xz} = \varepsilon_{\mathrm{II}} \sin\varphi$$

de sorte que (18) s'écrira :

$$\left.\begin{matrix} Y_1 \\ Y_2 \end{matrix}\right\} = \frac{2\varepsilon_{\mathrm{I}}^2 + \varepsilon_{\mathrm{II}}^2 \sin^2\varphi \pm \sqrt{\varepsilon_{\mathrm{II}}^4 \sin^4\varphi - 4\varepsilon_{\mathrm{I}}^2 \varepsilon_{\mathrm{II}}^2 \cos^2\varphi}}{2\varepsilon_{\mathrm{I}}}. \tag{18'}$$

Nous étudierons les deux cas particuliers bien connus de la propagation le long du champ magnétique terrestre et perpendiculaire à ce champ.

a. Propagation longitudinale. — On a dans ce cas $\varphi = 0$, d'où les deux solutions :

$$Y_{1l} = \varepsilon_{\mathrm{I}} + i\varepsilon_{\mathrm{II}}, \qquad Y_{2l} = \varepsilon_{\mathrm{I}} - i\varepsilon_{\mathrm{II}}. \tag{23}$$

Nous verrons que Y_{1l} représente l'onde extraordinaire et Y_{2l} l'onde ordinaire.

b. Propagation transversale. — On a alors $\varphi = \frac{\pi}{2}$, d'où :

$$Y_{1t} = \frac{\varepsilon_{\mathrm{I}}^2 + \varepsilon_{\mathrm{II}}^2}{\varepsilon_{\mathrm{I}}}, \qquad Y_{2t} = \varepsilon_{\mathrm{I}}, \tag{24}$$

où Y_{1t} est le rayon extraordinaire et Y_{2t} le rayon ordinaire.

4. **Polarisation des ondes.** — Pour étudier la polarisation des ondes, il suffit de résoudre les équations (16) pour les valeurs de Y données par (18) et d'évaluer le rapport des composantes du champ électrique dans un plan perpendiculaire à **N**, c'est-à-dire, avec nos notations, de calculer $\frac{E_y}{E_x}$. Remarquons d'ailleurs que d'après (12) et (13), nous avons dans notre système d'axes :

$$\left.\begin{aligned} D_x &= \frac{c}{u} H_y = \frac{c^2}{u^2} E_x, \\ D_y &= -\frac{c}{u} H_x = \frac{c^2}{u^2} E_y, \\ D_z &= H_z = 0. \end{aligned}\right\} \tag{25}$$

de sorte que le rapport $\frac{E_y}{E_x}$ peut aussi s'écrire :

$$\frac{E_y}{E_x} = \frac{D_y}{D_x} = -\frac{H_x}{H_y}. \tag{26}$$

D'après la 2e équation du système (16), il vient :

$$\frac{E_y}{E_x} = \frac{\varepsilon'_{xy}}{\varepsilon'_{yy} - \frac{c^2}{u^2}} = \frac{\varepsilon_{11} \cos\varphi}{\varepsilon_1 - \frac{c^2}{u^2}}. \tag{27}$$

Le 2e membre de (27) est en général un nombre complexe qui détermine d'une part le rapport des modules de E_y et E_x et, d'autre part, leur différence de phase : l'extrémité du vecteur **D** (ou encore la projection de **E** sur xOy) décrit donc une ellipse dont le sens de parcours est donné par le signe du déphasage entre E_y et E_x.

Naturellement à chaque direction de propagation correspondent deux valeurs du rapport $\frac{E_y}{E_x}$, données par Y_1 et Y_2 : pour chacune de ces valeurs, nous avons une ellipse dans le cas général, et il est facile de montrer que celles-ci sont parcourues en sens inverse. Posons en effet :

$$\left(\frac{E_y}{E_x}\right)_{Y_1} = \frac{\varepsilon'_{xy}}{\varepsilon'_{xx} - Y_1}, \qquad \left(\frac{E_y}{E_x}\right)_{Y_2} = \frac{\varepsilon'_{xy}}{\varepsilon'_{xx} - Y_2}.$$

En multipliant membre à membre ces deux équations, il vient :

$$\begin{aligned} \left(\frac{E_y}{E_x}\right)_{Y_1} \left(\frac{E_y}{E_x}\right)_{Y_2} &= \frac{\varepsilon'^2_{xy}}{(\varepsilon'_{xx} - Y_1)(\varepsilon'_{xx} - Y_2)} \\ &= \frac{\varepsilon'^2_{xy}}{\varepsilon'^2_{xx} - \varepsilon'_{xx}(Y_1 + Y_2) + Y_1 Y_2} \end{aligned}$$

et, comme d'après (17′) :

$$Y_1 + Y_2 = \frac{2\varepsilon'^2_{xx} + \varepsilon'^2_{xz}}{\varepsilon'_{xx}}, \qquad Y_1 Y_2 = \Delta,$$

il vient :

$$\left(\frac{E_y}{E_x}\right)_{Y_1} \left(\frac{E_y}{E_x}\right)_{Y_2} = \frac{\varepsilon'^2_{xy}}{\varepsilon'^2_{xx} - (2\varepsilon'^2_{xx} + \varepsilon'^2_{xy}) + \Delta} = 1. \tag{28}$$

Les différences de phase entre E_y et E_x correspondant aux deux rapports sont donc de signes contraires et de sens de parcours inversés.

Nous appliquerons maintenant ces résultats aux cas particuliers des propagations longitudinales et transversales.

a. Propagation longitudinale. — On vérifie immédiatement en utilisant (23) et (27) et en posant $\varphi = 0$, que :

$$\left(\frac{E_y}{E_x}\right)_{Y_{1l}} = i, \qquad \left(\frac{E_y}{E_x}\right)_{Y_{2l}} = -i. \tag{29}$$

On obtient également à partir de (16), $E_z = 0$, de sorte que le champ électrique **E** est transversal. D'après (29), nous voyons que les ondes sont, dans ce cas, polarisées circulairement : à Y_{1l} correspond une onde dextrorsum et l'on retrouve bien le rayon extraordinaire de la théorie habituelle [2] (nous vérifierons aussi au prochain chapitre que l'indice de réfraction, moyennant certaines approximations, est donné par les formules classiques); on a de même pour Y_{2l} une onde sinistrorsum qui définit le rayon ordinaire.

Étant donnée l'importance de ces cas particuliers, il peut être utile d'étendre les résultats précédents au cas où l'angle φ est petit. En posant $\sin\varphi \sim \varphi$ et $\cos\varphi \sim 1 - \frac{\varphi^2}{2}$, on a d'après (18′) en négligeant les termes en φ^4 :

$$\left.\begin{matrix} Y_1 \\ Y_2 \end{matrix}\right\} \# \frac{2\varepsilon_1^2 + \varepsilon_{11}^2 \varphi^2 \pm 2i\varepsilon_1\varepsilon_{11}\left(1 - \frac{\varphi^2}{2}\right)}{2\varepsilon_1},$$

d'où :

$$\left.\begin{matrix} Y_1 \\ Y_2 \end{matrix}\right\} \# (\varepsilon_1 \pm i\varepsilon_{11}) \left[1 \pm \frac{\varphi^2}{2i} \frac{\varepsilon_{11}}{\varepsilon_1}\right]. \tag{30}$$

On a de même pour le rapport $\frac{E_y}{E_x}$, d'après (30) :

$$\frac{E_y}{E_x} \# \frac{\varepsilon_{11}\left(1 - \frac{\varphi^2}{2}\right)}{\varepsilon_1 - (\varepsilon_1 \pm i\varepsilon_{11})\left(1 \pm \frac{\varphi^2}{2i} \frac{\varepsilon_{11}}{\varepsilon_1}\right)},$$

d'où l'on tire :

$$\frac{E_y}{E_x} \# \pm i \left[1 - \frac{\varphi^2}{2}\left(1 \pm \frac{\varepsilon_{11}}{i\varepsilon_1}\right)\right]. \tag{30′}$$

b. Propagation transversale. — On trouve à partir de (24) et (27) les relations suivantes pour $\varphi = \frac{\pi}{2}$:

$$\left(\frac{E_y}{E_x}\right)_{Y_{1t}} = \left(\frac{E_x}{E_y}\right)_{Y_{2t}} = 0 \tag{31}$$

qui nous montrent que, pour les deux indices, les ondes sont linéairement polarisées.

A Y_{1t} correspond le rayon extraordinaire; d'après (16) et (31), on voit tout de suite que $E_y = 0$ et que E_x et E_z sont $\neq 0$: le champ électrique **E** est donc perpendiculaire au champ magnétique constant $\mathbf{H_0}$ et sa composante dans le plan d'onde est dirigée selon Ox; mais il a aussi une composante longitudinale donnée par :

$$E_z = \frac{\varepsilon'_{xz}}{\varepsilon'_{zz}} E_x = \frac{\varepsilon_{II}}{\varepsilon_I} E_x.$$

Il en résulte que le vecteur électrique décrit une ellipse dans le plan xOz, perpendiculaire à H_0. Pour Y_{2t}, nous avons immédiatement $E_x = E_z = 0$; le champ électrique est dirigé selon Oy; il est donc transversal et de plus parallèle au champ magnétique H_0; c'est le rayon ordinaire. Nous donnerons aussi les approximations pour le cas où $\theta = \frac{\pi}{2} - \varphi$ est petit; nous aurons

$$\sin\varphi = \cos\theta \sim 1 - \frac{\theta^2}{2}, \qquad \cos\varphi = \sin\theta \sim \theta$$

et en négligeant, comme précédemment, les termes en θ^4 :

$$\left.\begin{matrix} Y_1 \\ Y_2 \end{matrix}\right\} \# \frac{2\varepsilon_I^2 + \varepsilon_{II}^2(1-\theta^2)\left[1 \pm \left(1 - \frac{2\varepsilon_I^2}{\varepsilon_{II}^2}\theta^2\right)\right]}{2\varepsilon_I},$$

d'où

$$Y_1 \# \frac{\varepsilon_I^2 + \varepsilon_{II}^2}{\varepsilon_I}(1-\theta^2) \qquad \text{et} \qquad Y_2 \# \varepsilon_I(1+\theta^2) \quad (32)$$

Le rapport $\frac{E_y}{E_x}$ s'écrit avec (32) :

$$\left(\frac{E_y}{E_x}\right)_{Y_1} = \left(\frac{E_x}{E_y}\right)_{Y_2} \# -\frac{\varepsilon_I}{\varepsilon_{II}}\theta. \qquad (32')$$

5. **Approximations, fréquences limites et ondes courtes.** — Nous allons montrer qu'en effectuant certaines approximations sur les intégrales K_1, K_2, K'_1 et K'_2, dont nous discuterons la légitimité, on peut retrouver les résultats habituels, notamment pour les fréquences critiques; ce qui établira en même temps le domaine de validité des formules classiques.

Nous admettrons d'abord dans tous les calculs qui vont suivre que le terme en Γ_2^2 (qui intervient dans les intégrales K [1]) est négligeable, ce qui conduit à supposer que le champ électrique de l'onde incidente **E** est toujours faible : ceci étant toujours le cas pour les ondes radioélectriques se propageant dans l'ionosphère, nous n'aurons pas ici à nous occuper des corrections en Γ_2^2. Il en résulte [1] que la fonction de distribution $f_2^{(0)}$ des vitesses de électrons est maxwellienne.

Ceci étant posé, nous allons d'abord considérer le cas où il n'y a pas de champ magnétique et discuter la validité des approximations; puis nous étendrons la méthode au cas général de la propagation en présence d'un champ magnétique constant.

1° *Cas où* $H_0 = 0$. — On a alors

$$\omega_H = 0, \qquad \text{d'où} \qquad \varepsilon_{II} = 0;$$

la biréfringence disparaît et l'indice complexe est fourni dans tous les cas par :

$$\frac{c}{u} = \sqrt{\varepsilon_I},$$

et, d'après (15'), ε_I est déterminé par les intégrales K_1 et K_2. L'approximation que nous ferons consistera à négliger $\frac{v_2^2}{\lambda^2}$ devant ω^2 dans le calcul des intégrales qui définissent ε_I et ε_{II}. D'après des résultats antérieurs [1], nous avons en vertu de notre première hypothèse :

$$K_2 = \int_0^\infty \lambda \frac{1-z}{1+z} v_2^4 f_2^{(0)} \left[\frac{1}{6kTA + \Gamma_2^2 m_1 \lambda}\right] dv_2$$
$$\# \frac{1}{6kT}\int_0^\infty \frac{\lambda}{A}\frac{1-z}{1+z} f_2^{(0)} v_2^4 \, dv_2 \qquad (33)$$

et

$$K_1 = \int_0^\infty v_2^5 f_2^{(0)} \left[\frac{1}{6kTA + \Gamma_2^2 m_1 \lambda}\right] dv_2$$
$$\# \frac{1}{6kT}\int_0^\infty \frac{v_2^5}{A} f_2^{(0)} \, dv_2, \qquad (34)$$

où l'on a (dans le système d'unités employé) :

$$z = \frac{e_2^2 H_0^2 \lambda^2}{m_2^2 c^2(\lambda^2\omega^2 + v_2^2)} = \frac{\omega_H^2 \lambda^2}{\lambda^2\omega^2 + v_2^2}$$

et

$$A = \frac{\lambda^2\omega^2(1-z)^2 + v_2^2(1+z)^2}{\lambda(1+z)}.$$

Dans le cas présent, $z = 0$ et, en appliquant notre deuxième hypothèse, on a :

$$A = \frac{\lambda^2\omega^2 + v_2^2}{\lambda} = \lambda\left(\omega^2 + \frac{v_2^2}{\lambda^2}\right) \# \lambda\omega^2,$$

d'où :

$$K_2 \# \frac{1}{6kT\omega^2}\int_0^\infty f_2^{(0)} v_2^4 \, dv_2 = \frac{\overline{v_2^2}}{24\pi kT\omega^2} = \frac{1}{8\pi m_2 \omega^2}$$

et, de même,

$$K_1 \# \frac{1}{6kT\lambda\omega^2}\int_0^\infty f_2^{(0)} v_2^5 \, dv_2 = \frac{\overline{v_2^3}}{24\pi kT\lambda\omega^2}$$
$$= \frac{1}{3\pi m_2 \lambda\omega^2}\left(\frac{2kT}{\pi m_2}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

Nous avons considéré dans ce calcul λ comme indépendant de v_2.

D'après (15′) et (19), on a pour les parties réelle et imaginaire, L et M, de $\frac{c^2}{u^2}$:

$$L = 1 - 4\pi\mu K_2 = 1 - \frac{4\pi n_2 e_2^2}{m_2 \omega^2} = 1 - \frac{\Omega^2}{\omega^2},$$

$$M = 4\pi\mu \frac{K_1}{\omega} = \frac{32\pi n_2 e_2^2}{3 m_2 \lambda \omega^3}\left(\frac{2kT}{\pi m_2}\right)^{\frac{1}{2}} = \frac{8\Omega^2}{3\lambda\omega^3}\left(\frac{2kT}{\pi m_2}\right)^{\frac{1}{2}},$$

où l'on a posé :

$$\Omega^2 = \frac{4\pi n_2 e_2^2}{m_2}.$$

Si ω est suffisamment grand devant Ω, on voit immédiatement que $M \ll L$ et que les formules (20′) s'appliquent; l'indice de réfraction est donné par :

$$n = \sqrt{L} = \sqrt{1 - \frac{\Omega^2}{\omega^2}} \tag{35}$$

et le coefficient d'absorption :

$$k' = \frac{M}{2\sqrt{L}} = \frac{\frac{4\Omega^2}{3\lambda\omega^3}\left(\frac{2kT}{\pi m_2}\right)^{\frac{1}{2}}}{\sqrt{1 - \frac{\Omega^2}{\omega^2}}}. \tag{36}$$

La fréquence limite est la valeur de ω qui annule n, soit évidemment : $\omega_c = \Omega$; on constate d'ailleurs que pour cette valeur le coefficient d'absorption devient infini. Pour une fréquence voisine de la fréquence limite, l'application des formules (20′) n'est plus légitime et il faut utiliser les formules générales (20).

Remarquons encore que $\sqrt{T}$ figure au numérateur de k', de sorte que ce coefficient est proportionnel à la racine carrée de la température absolue du gaz ionisé. Aux températures usuelles de l'ionosphère, ce terme est petit devant ω, de sorte que l'application de (20′) reste légitime.

Ce résultat a été obtenu grâce à l'hypothèse $\frac{v_2^2}{\lambda^2} \ll \omega^2$ que nous allons maintenant discuter. Celle-ci n'est pas rigoureusement valable puisque le rapport $\frac{v_2}{\lambda}$ dépend en général de v_2 et que la distribution des vitesses des électrons permet d'attribuer à v_2 des valeurs quelconques; il nous faut donc supposer que l'on peut, sans erreur appréciable, remplacer $\frac{v_2}{\lambda}$ par sa valeur moyenne, c'est-à-dire par la fréquence de collision $\nu = \frac{\overline{v_2}}{\lambda}$. Ceci étant admis, l'hypothèse que nous avons faite revient à supposer que la fréquence des collisions (entre électrons et ions ou molécules) est négligeable devant la fréquence des ondes, soit :

$$\nu \ll \omega. \tag{37}$$

Dans le cas de l'ionosphère, on peut justifier cette approximation pour les couches F où la fréquence de chocs [2] varie entre 10 et 10^3 (chocs/s) et pour la couche E (10^4 à 10^5). Par contre, elle n'est plus valable pour la couche D, où cette fréquence atteint 10^6 à 10^8 et n'est plus négligeable même pour des ondes courtes. Dans ce cas une étude rigoureuse des intégrales K_1 et K_2 devient nécessaire et l'on remarquera que leur valeur exacte dépend de la loi d'interaction entre électrons et molécules par l'intermédiaire de la grandeur $\lambda(v_2)$.

2° *Cas où* $H_0 \neq 0$. — Nous devons calculer les quantités ε_{I} et $\varepsilon_{\mathrm{II}}$ et nous utiliserons comme précédemment l'hypothèse (37). Nous avons d'abord :

$$z = \frac{\omega_H^2}{\omega^2 + \frac{v_2^2}{\lambda^2}} \# \frac{\omega_H^2}{\omega^2}$$

et

$$A = \lambda \frac{\omega^2(1-z)^2 + \frac{v_2^2}{\lambda^2}(1+z)^2}{(1+z)} \# \frac{\lambda\omega^2(1-z)^2}{1+z}.$$

Les formules (33) et (34) donnent alors :

$$K_2 \# \frac{1}{6kT}\int_0^\infty \lambda \frac{1-z}{1+z} v_2^4 f_2^{(0)} \frac{dv_2}{\frac{\lambda\omega^2(1-z)^2}{1+z}}$$

$$= \frac{v_2^2}{24\pi kT\omega^2(1-z)} = \frac{1}{8\pi m_2(\omega^2 - \omega_H^2)}, \tag{37}$$

$$K_1 \# \frac{1}{6kT}\int_0^\infty \frac{v_2^3}{\lambda} \frac{1+z}{\omega^2(1-z)^2} f_2^{(0)} dv_2$$

$$= \frac{1+z}{24\pi kT\lambda\omega^2(1-z)^2} v_2^3$$

$$= \frac{\omega^2 + \omega_H^2}{(\omega^2 - \omega_H^2)^2} \frac{1}{3\pi m_2 \lambda}\left(\frac{2kT}{\pi m_2}\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{38}$$

On a de même :

$$K_1' \# \int_0^\infty \frac{\lambda^2 f_2^{(0)}}{\lambda^2\left(\omega^2 + \frac{v_2^2}{\lambda^2}\right)} \times \left(\frac{1+z}{6kT\lambda\omega^2(1-z)^2}\right)\left(\omega^2 \frac{1-z}{1+z} - \frac{v_2^2}{\lambda^2}\right) v_2^4 \, dv_2$$

$$\# \frac{1}{6kT\omega^2(1-z)}\int_0^\infty f_2^{(0)} v_2^4 \, dv_2$$

$$= \frac{1}{8\pi m_2(\omega^2 - \omega_H^2)}, \tag{37′}$$

$$K_2' \# \int_0^\infty \frac{\lambda^2 f_2^{(0)}}{\lambda^2\left(\omega^2 + \frac{v_2^2}{\lambda^2}\right)} \frac{v_2^5}{(1+z)} \frac{(1+z)\,dv_2}{[6kT\lambda\omega^2(1-z)^2]}$$

$$\# \frac{1}{\omega^4(1-z)^2} \frac{v_2^3}{24\pi kT\lambda}$$

$$= \frac{1}{3\pi m_2\lambda(\omega^2 - \omega_H^2)^2}\left(\frac{2kT}{\pi m_2}\right)^{\frac{1}{2}}. \tag{38′}$$

Les quantités ε_{I} et $\varepsilon_{\mathrm{II}}$ se calculent facilement à partir des formules précédentes et de (15′). Nous

appliquerons ces résultats aux cas particuliers déjà étudiés :

a. Propagation longitudinale. — Nous avons pour le rayon extraordinaire :

$$Y_{1l} = \varepsilon_1 + i\varepsilon_{11} = 1 - 4\pi\mu\left(K_2 + \frac{\omega_H}{\omega}K'_1\right) - i4\pi\mu\left(\frac{K_1}{\omega} + 2\omega_H K'_2\right);$$

d'où, en introduisant Ω^2 :

$$L_1 = 1 - \frac{\Omega^2}{\omega^2 - \omega_H^2}\left(1 + \frac{\omega_H}{\omega}\right) = 1 - \frac{\Omega^2}{\omega(\omega - \omega_H)}, \quad (39_1)$$

$$M_1 = \frac{8\Omega^2}{3\lambda(\omega^2 - \omega_H^2)^2}\left(\frac{2kT}{\pi m_2}\right)^{\frac{1}{2}}\left(\frac{\omega^2 + \omega_H^2}{\omega} + 2\omega_H\right) = \frac{8\Omega^2}{3\lambda\omega(\omega - \omega_H)^2}\left(\frac{2kT}{\pi m_2}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (40_1)$$

Si ω est suffisamment grand devant la gyrofréquence, on voit facilement que $M_1 \ll L_1$, de sorte que l'indice de réfraction est donné par :

$$n_{1l} = \sqrt{1 - \frac{\Omega^2}{\omega(\omega - \omega_H)}} \quad (41)$$

et l'absorption par :

$$k'_1 = \frac{M_1}{2\sqrt{L_1}}.$$

On a de même pour le rayon ordinaire :

$$Y_{2l} = \varepsilon_1 - i\varepsilon_{11} = 1 - 4\pi\mu\left(K_2 - \frac{\omega_H}{\omega}K'_1\right) - i4\pi\mu\left(\frac{K_1}{\omega} - 2\omega_H K'_2\right),$$

d'où :

$$L_2 = 1 - \frac{\Omega^2}{\omega(\omega + \omega_H)}, \quad (39_2)$$

$$M_2 = \frac{8\Omega^2}{3\lambda\omega(\omega + \omega_H)^2}\left(\frac{2kT}{\pi m_2}\right)^{\frac{1}{2}}. \quad (40_2)$$

Si l'approximation (20′) est valable pour le rayon extraordinaire, elle le sera *a fortiori* pour le rayon ordinaire, d'où :

$$n_{2l} = \sqrt{1 - \frac{\Omega^2}{\omega(\omega + \omega_H)}} \quad (42)$$

et

$$k'_2 = \frac{M_2}{2\sqrt{L_2}}.$$

Les formules (41) et (42) correspondent bien aux formules habituelles donnant l'indice de réfraction des rayons extraordinaire et ordinaire pour la propagation longitudinale. En particulier, les fréquences limites sont :

$$\left.\begin{aligned} \omega_{1c} &= \frac{\omega_H}{2} + \sqrt{\Omega^2 + \frac{\omega_H^2}{4}}, \\ \omega_{2c} &= -\frac{\omega_H}{2} + \sqrt{\Omega^2 + \frac{\omega_H^2}{4}}, \end{aligned}\right\} \quad (43)$$

Les mêmes remarques que celles du 1° sont valables pour le coefficient d'absorption, la validité des formules (20′) et la présence d'un terme en $\sqrt{T}$ dans k'.

b. Propagation transversale. — Le rayon extraordinaire est donné par :

$$Y_{1t} = \frac{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_{11}^2}{\varepsilon_1}.$$

Nous calculerons seulement la partie réelle de cette expression, soit :

$$L = 1 - 4\pi\mu K_2 + \frac{(1 - 4\pi\mu K_2) \times 16\pi^2\mu^2\omega_H^2\left(4K_2'^2 - \frac{K_1'^2}{\omega^2}\right)}{(1 - 4\pi\mu K_2)^2 + 16\pi^2\mu^2\frac{K_1^2}{\omega^2}} + \text{termes en } \frac{K_1 K_1' K_2'}{\omega^2|\varepsilon_1|^2}.$$

Avec les hypothèses faites précédemment, on peut voir aisément que le 3e terme de l'expression précédente est négligeable, ainsi que les termes en $K_2'^2$ et $\frac{K_1^2}{\omega^2}$. En appliquant les formules (37) et (37′), il vient :

$$L = \left(1 - \frac{\Omega^2}{\omega^2 - \omega_H^2}\right)\left(1 - \frac{\omega_H^2}{\omega^2}\frac{\Omega^4}{(\omega^2 - \omega_H^2 - \Omega^2)^2}\right) = 1 - \frac{\Omega^2(\omega^2 - \Omega^2)}{\omega^2(\omega^2 - \omega_H^2 - \Omega^2)}.$$

On peut aussi montrer que pour ω assez grand, $M \ll L$, de sorte que l'indice de réfraction du rayon extraordinaire est :

$$n_{1t} = \sqrt{1 - \frac{\Omega^2(\omega^2 - \Omega^2)}{\omega^2(\omega^2 - \omega_H^2 - \Omega^2)}}, \quad (44)$$

ce qui correspond bien à l'expression habituelle.

Pour le rayon ordinaire, on a :

$$Y_{2t} = \sqrt{\varepsilon_1},$$

de sorte que L et M s'écrivent dans ce cas :

$$L = 1 - \frac{\Omega^2}{\omega^2 - \omega_H^2}, \qquad M = \frac{8\Omega^2(\omega^2 + \omega_H^2)}{3\lambda\omega(\omega^2 - \omega_H^2)^2}\left(\frac{2kT}{\pi m_2}\right)^{\frac{1}{2}}.$$

D'où l'on déduit immédiatement, pour ω assez grand, le coefficient d'absorption et l'indice n_{2t} de l'onde ordinaire transversale :

$$n_{2t} = \sqrt{1 - \frac{\Omega^2}{\omega^2 - \omega_H^2}}. \quad (45)$$

Remarquons que, dans ce cas particulier, notre approximation donne un résultat différent de la formule classique $\left(n_{2t} = \sqrt{1 - \frac{\Omega^2}{\omega^2}}\right)$; la différence provenant du tenseur diélectrique où, d'après (15′), ε'_{zz} est égal à ε'_{xx} et ε'_{yy}, ce qui n'est pas le cas dans le tenseur de la théorie classique.

3° *Cas des ondes courtes.* — On obtient immédiatement les formules valables pour les ondes courtes en développant les formules (41), (42), (44) et (45) par rapport à $\frac{\omega_H}{\omega}$ et en négligeant les termes en $\frac{\omega_H^2}{\omega^2}$, d'où l'on tire les formules connues :

$$n'_{1l} = \sqrt{1 - \frac{\Omega^2}{\omega^2}\left(1 + \frac{\omega_H}{\omega}\right)}, \tag{41′}$$

$$n'_{2l} = \sqrt{1 - \frac{\Omega^2}{\omega^2}\left(1 - \frac{\omega_H}{\omega}\right)}, \tag{42′}$$

$$n'_{1t} = n'_{2t} = \sqrt{1 - \frac{\Omega^2}{\omega^2}}. \tag{44′}$$

Conclusion. — L'étude précédente nous a permis de déterminer les modes de propagation des ondes électromagnétiques dans une ionosphère homogène définie par les relations (15′). Nous avons établi une formule générale (18′) qui est l'expression correcte, (à l'approximation au 1er ordre de l'équation de Boltzmann [1]), de la formule d'Appleton et de Hartree [3] et qui permet d'analyser rigoureusement la structure des ondes électromagnétiques transmises à partir des grandeurs K qui définissent le milieu.

Les formules classiques ont bien été retrouvées et en même temps nous avons pu préciser la nature des approximations, à savoir que la fréquence des chocs est négligeable devant la fréquence des ondes; plus précisément nous avons vu que cette approximation n'était elle-même valable qu'à condition de négliger la distribution des vitesses pour le rapport $\frac{v_2^2}{\lambda^2}$. Il est légitime de supposer qu'un calcul rigoureux modifierait sensiblement les résultats quantitatifs sans en altérer l'interprétation qualitative globale, surtout pour les ondes courtes. Nous avons, par contre, remarqué que ces approximations perdaient tout leur sens dans la couche D de l'ionosphère, même pour des ondes courtes, ce qui offre un champ d'applications intéressant. Notons encore qu'un calcul rigoureux des expressions K ferait intervenir implicitement la loi d'interaction entre électrons et molécules (ou atomes ionisés) par l'intermédiaire de $\lambda(v_2)$; enfin les formules précédentes sont évidemment applicables à des milieux ionisés différents où les conditions présentes dans l'ionosphère ne sont pas réalisées.

Les conclusions précédentes ne sont valables que pour une ionosphère homogène, ou localement dans une ionosphère non homogène : les conditions de réflexion et de réfraction dans ce dernier cas seront précisées dans un travail en cours.

Nous remarquerons, d'autre part, que les équations (15′) ne sont valables que pour des gaz faiblement ionisés (de sorte que l'on peut négliger l'effet des chocs entre électrons par rapport à celui des chocs électrons-molécules). De plus, nous avons supposé que, pour des champs électriques faibles, la distribution des vitesses électroniques était maxwellienne avec une « température électronique » égale à la température du gaz. En réalité, ceci n'est probablement pas valable pour les couches ionosphériques E et F, car il convient de tenir compte de l'action des chocs inélastiques et des phénomènes d'ionisation et de recombinaison; il en résulte que l'énergie moyenne des électrons peut être très supérieure à l'énergie moyenne des molécules ou atomes et la répartition n'être pas maxwellienne, bien que le champ **E** de l'onde radioélectrique soit négligeable; on peut même avoir une répartition maxwellienne mais avec une « température électronique » nettement supérieure à la température ambiante. Tous ces phénomènes peuvent intervenir pour modifier sensiblement les résultats du présent travail et nécessitent une étude approfondie de la structure fine de l'ionosphère.

Manuscrit reçu le 1er juillet 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Jancel R. et Kahan T. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 788, 1478 et 2045; *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 533.

[2] Mimno. — *Rev. Mod. Physics*, 1937, **9**, 1.
Jouaust R. — L'Ionosphère, Paris, 1946.
Wagner. — Lehre von den Schwingungen und Wellen, 1947.
Rawer K. — Die Ionosphäre, Hollande, 1953.

[3] Appleton E. V. — *J. Inst. Electr. Eng.*, 1932, **71**, 642.
Hartree D. R. — *Proc. Cambridge Phil. Soc.*, 1931, **27**, 143.

SUR L'IDENTIFICATION DES PARTICULES COSMIQUES CHARGÉES FINISSANTES DANS LES ÉMULSIONS PHOTOGRAPHIQUES SENSIBLES AUX ÉLECTRONS
I. PARTICULES DE CHARGE UNITAIRE

Par Georges KAYAS,
Laboratoire de Physique.
École Polytechnique.

Sommaire. — On étudie deux méthodes d'identification des particules cosmiques de charge unitaire en fin de parcours dans les émulsions nucléaires : *a*. dénombrement des lacunes et *b*. dénombrement des rayons δ. Les deux méthodes s'avèrent suffisamment bonnes pourvu qu'on dispose d'un parcours restant suffisant. Elles peuvent servir à l'estimation de la masse des particules avec une précision d'autant plus grande que le parcours restant disponible dans l'émulsion est lui-même plus grand. La discussion des erreurs et corrections sera abordée dans la deuxième partie du présent travail.

1. **Introduction.** — Avec le développement de l'usage des émulsions nucléaires sensibles aux électrons, les mesures classiques de la densité des grains le long de la trajectoire enregistrée par le passage d'une particule chargée se sont restreintes uniquement aux parties de la trace où l'ionisation I de la particule est inférieure à 4-5 fois l'ionisation minima I_0 (ionisation provoquée par une particule de charge unitaire et de vitesse relativiste).

Pour les ionisations plus fortes le dénombrement des grains devient une opération très délicate sinon impossible, d'une part à cause du chevauchement des grains entre eux avec formation d'agrégats dans lesquels l'individualisation des grains est fort difficile, d'autre part à cause du nombre restreint des grains de bromure d'argent présents dans l'émulsion, une particule ne pouvant rendre développables plus de grains qu'il n'en existe sur son parcours. Il en résulte que la proportionnalité entre la perte spécifique d'énergie $\frac{dE}{dR}$ et la densité de grains $\frac{dN}{dR}$ qui existe pour les faibles ionisations cesse d'être valable pour les ionisations supérieures à $\sim 4 I_0$ [1].

C'est là un inconvénient des émulsions dites « sensibles au minimum de l'ionisation » qui devient très gênant pour l'identification des particules en fin de parcours s'arrêtant dans l'émulsion. Ainsi par exemple avec les émulsions Ilford G_5 un parcours restant d'au moins

100 000 μ pour la particule α;
25 000 μ pour le proton;
2 000 μ pour le méson π;

est nécessaire pour l'identification de la particule par dénombrement des grains.

Quant à la méthode de mesure de l'angle moyen de diffusion multiple (scattering) elle n'offre pas dans le domaine qui nous intéresse ici une précision suffisante et des recoupements avec d'autres méthodes sont toujours désirables, surtout quand il s'agit de l'identification d'une nouvelle particule où d'une particule connue spécialement intéressante.

Pour pallier à ces difficultés P. E. Hodgson [2] a proposé de compter les lacunes au lieu des grains; il préfère toutefois mesurer leur longueur totale, opération longue et très délicate, nécessitant des mesures très précises de longueurs n'excédant parfois pas une fraction du micron.

Par contre ces mesures sont plus objectives que le comptage des grains (le comptage des agrégats sur lequel l'accord semble se généraliser revient d'ailleurs à un comptage des lacunes) une lacune étant mieux définie par la rupture de la continuité de la trace.

Cette méthode, fort imprécise au début, a déjà servi à l'identification des mésons $\varkappa$ et τ [3], [4] et récemment, améliorée par des considérations de probabilités, elle fut appliquée à la mesure de la masse de ces mésons [4], [5]. Elle servit de même à la différenciation des protons, particules α et noyaux plus lourds émis par les étoiles cosmiques [6].

Une autre méthode d'identification des particules chargées en fin de parcours, presque uniquement utilisée jusqu'à présent à l'identification des noyaux lourds du rayonnement cosmique primaire et secondaire [7]-[13], est celle des rayons δ éjectés pendant le choc de la particule ionisante avec les électrons de la matière traversée. La très faible densité des rayons δ le long de la trajectoire des particules de charge unitaire semble être la raison principale du faible intérêt attaché jusqu'à présent à cette méthode en vue de l'identification des dites particules. De notre connaissance un effort dans ce sens a été fait dernièrement par les chercheurs de Bristol [4].

De notre côté nous avons effectué de nombreuses mesures de lacunes et de rayons δ et ce sont les résultats de ces mesures que nous voudrions rapporter ici, avec une discussion sur les possibilités que ces méthodes peuvent offrir pour l'identification des particules de charge unitaire, en réservant pour la seconde partie de cet article l'étude des noyaux de

charge supérieure à l'unité. Nous ne considérons d'ailleurs nullement ces résultats comme définitifs, jusqu'au moment où nous jugerons nos statistiques suffisamment riches pour discuter d'une manière plus serrée les erreurs expérimentales qui peuvent intervenir et les corrections à apporter éventuellement.

2. **Énumération des lacunes**. — Selon Hodgson la courbe représentative de la variation de la densité des lacunes en fonction de la perte spécifique d'énergie est (en coordonnées bilogarithmiques) très approximativement une droite au delà d'une perte d'énergie de 9 keV/μ, tandis que pour les valeurs plus faibles elle présente une courbure avec un point anguleux. A cause de cette anomalie nous avons été amené à adopter au cours de ce travail une définition légèrement différente de la densité des lacunes, qui, comme nous le verrons aussitôt, donne une courbe plus régulière en même temps qu'elle facilite et simplifie à l'extrême les mesures. Nous définirons donc :

$$\frac{\mathrm{d}G}{\mathrm{d}R} = \textit{Densité des lacunes}$$
$$= \textit{Nombre de lacunes par unité de longueur.}$$

Il est évident *a priori* qu'avec les émulsions sensibles aux électrons où les traces en fin de parcours sont presque continues, les mesures seront affectées de grandes fluctuations statistiques et que par voie de conséquence il est indispensable, pour que les mesures aient une signification statistique, d'effectuer le dénombrement sur un nombre de particules suffisamment grand.

Nous avons choisi dans ce but les particules suivantes :

a. mésons μ, caractérisés par la désintégration $\mu \rightarrow e$;

b. mésons π de la désintégration $\pi \rightarrow \mu$ ou provoquant des étoiles σ;

c. protons isolés ou provenant d'étoiles;

toutes les particules s'arrêtant dans l'émulsion et ayant un parcours restant supérieur ou égal à 10 000 μ Nous aurions certainement pu nous limiter aux seuls protons en nombre suffisamment grand, mais les autres particules choisies peuvent non seulement servir à contrôler les mesures, mais aussi, si le recoupement est satisfaisant, elles offrent la possibilité de prolonger la courbe du proton bien au delà de son parcours sans risque d'erreur grave. D'autre part, sauf à avoir recours à des expériences délicates et compliquées, il restera toujours le doute que parmi les protons choisis ne soit comprise une faible proportion de deutons et tritons, qui risqueraient de compromettre les résultats des mesures.

Nous n'avons accepté dans les mesures que les trajectoires (ou leurs parties) présentant une inclinaison par rapport au plan de l'émulsion inférieure à 10 pour 100 (après développement et séchage) à cause de la difficulté d'apporter les corrections appropriées; nous sommes en effet en présence de deux sources d'erreurs systématiques, puisque l'inclinaison tend à augmenter le parcours réel en même temps qu'elle empêche la bonne visibilité des petites lacunes. Nous espérons d'ailleurs dans un avenir proche avoir à notre disposition des émulsions irradiées par des particules accélérées de nature connue qui nous permettront d'étudier ces corrections d'une manière plus poussée, afin de pouvoir étendre les mesures aux trajectoires plus inclinées.

Toutes nos mesures se rapportent à une série d'émulsions Ilford G_5, 600 μ ayant séjourné pendant plusieurs heures en haute atmosphère et ayant été développées ensemble, et ont été conduites de la manière suivante : une fois la trace orientée à l'aide de la platine tournante du microscope suivant l'un des axes de déplacement, on commence le dénombrement des lacunes à partir de la fin de parcours et par cellules de 25 μ, en déplaçant continuellement la platine à l'aide d'un « palmer » dans la direction de la trace et en ajustant le bon parallélisme de celle-ci avec l'une des branches d'un réticule en croix contenu dans l'oculaire chaque fois que la nécessité se présente. On compte ainsi les lacunes au fur et à mesure qu'elles défilent devant l'autre branche du réticule, ce qui élimine les erreurs sur le parcours en évitant les chevauchements des champs visuels du microscope. On continue ainsi jusqu'à 400 μ de la fin de parcours, où l'on change la cellule à 50 μ et cela jusqu'à 1 000 μ de parcours restant; de 1 000 à 3 000 μ de parcours on adopte une nouvelle cellule de 100 μ et au delà l'expérience nous a montré qu'une cellule de 500 μ est plus convenable.

Les mesures terminées, on effectue les moyennes sur chaque cellule et l'on porte la densité des lacunes (nombre par 100 μ) en fonction du parcours restant pour chaque classe de particules, ce qui revient à construire la fonction du parcours restant dont dépend la densité de lacunes. De ces courbes on déduit ensuite la fonction (*fig.* 1)

$$\frac{\mathrm{d}G}{\mathrm{d}R} = f\left(\frac{R}{M}\right), \tag{1}$$

$\frac{\mathrm{d}G}{\mathrm{d}R}$ étant la densité des lacunes et $\frac{R}{M}$ le parcours réduit.

Cette fonction est universelle pour toutes les particules de charge unitaire et elle exprime le fait que la densité des lacunes doit être une fonction de la perte spécifique d'énergie $\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}R}$ uniquement. Pour relier les deux grandeurs $\frac{\mathrm{d}G}{\mathrm{d}R}$ et $\frac{\mathrm{d}E}{\mathrm{d}R}$ il suffit alors de calculer cette dernière à partir des courbes parcours-énergie. Cette fonction est représentée sur la figure 2; c'est une fonction régulièrement décroissante, qui pour

$\frac{dE}{dR} > 15$ keV/μ est bien représentée par l'équation empirique

$$\frac{dG}{dR} = 1840\left(\frac{dE}{dR}\right)^{-1,77}. \quad (2)$$

On voit de même sur la figure 2 que la densité des lacunes semble présenter un palier pour les faibles valeurs de la perte d'énergie, mais ce n'est là qu'une apparence due au fait que nous ne disposons

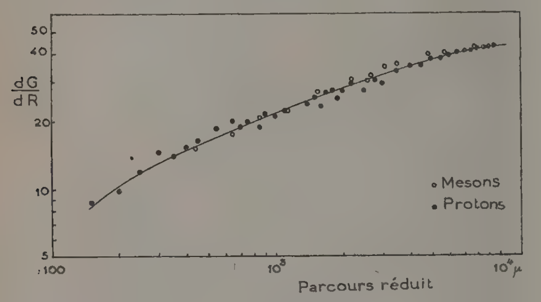


Fig. 1. — Variation de la densité des lacunes en fonction du parcours réduit. La courbe se réfère à 8 mésons μ, 12 mésons π et 23 protons.

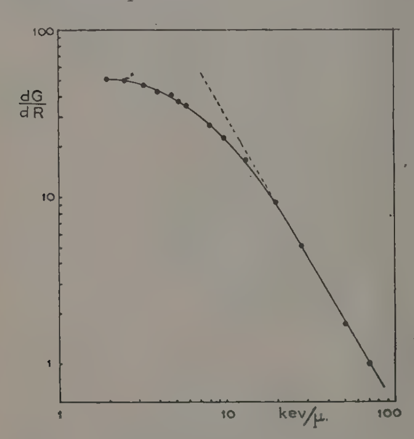


Fig. 2. — Densité des lacunes en fonction de la perte spécifique d'énergie.

pas de particules suffisamment énergiques s'arrêtant dans l'émulsion. En réalité, nous pensons que la courbe présente un maximum pour une perte spécifique d'énergie de 1-2 keV/μ et décroît de nouveau assez rapidement, puisqu'au minimum de l'ionisation la densité des lacunes doit être égale à la densité des grains (30 grains par 100 μ pour nos émulsions).

Ainsi le dénombrement de lacunes complète fort heureusement celui des grains, comme on peut s'en rendre compte sur la figure 3 où à l'échelle de droite et de gauche sont portées la densité des lacunes et de grains respectivement, la première multipliée par un facteur convenable pour la normalisation de deux courbes.

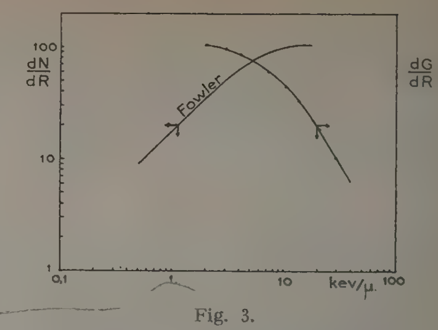


Fig. 3.

Échelle de droite : densité des lacunes.
Échelle de gauche : densité des grains d'après [1].
Abscisses : perte spécifique d'énergie.

Il ne nous reste donc qu'à construire les diagrammes intégraux (*fig.* 4) qui, si nos mesures ont une signification physique, doivent posséder la propriété bien connue des diagrammes correspondants du nombre intégral des grains en fonction du parcours restant, à savoir que en coordonnées bilogarithmiques on obtient un réseau de droites parallèles décalées entre elles dans le rapport des masses le long de la droite de pente 45°. C'est bien le cas des droites de la figure 4 avec toutefois cette réserve importante, que pour les mésons μ et π les droites correspondantes s'incurvent légèrement vers 5 000 μ pour finir par se confondre complètement vers 10 000 μ. Cette anomalie s'explique d'ailleurs aisément du fait que dans cette région les densités des lacunes de ces particules se confondent statistiquement et pour les différencier il en faudrait un grand nombre. Par contre la courbe du proton est bien une droite jusqu'a 10 000 μ de parcours restant et probablement bien au delà.

Une dernière remarque s'impose : dans l'état

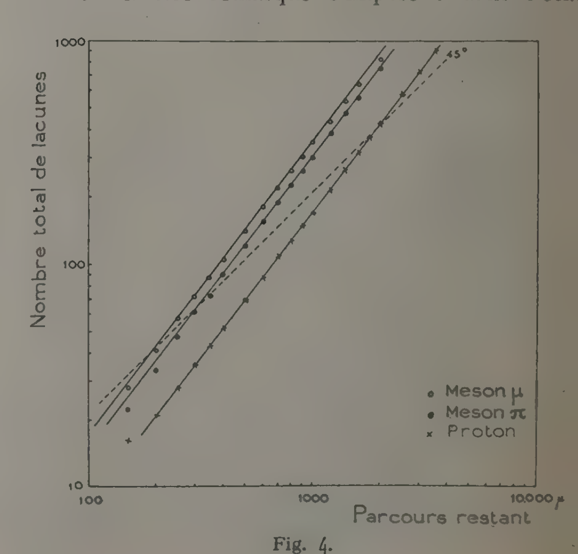


Fig. 4.

actuel de nos mesures la droite à 45° de la figure 4 qui a été tracée de manière à croiser la droite du proton à l'abscisse 1840 (masse du proton) coupe la courbe du méson μ à l'abscisse 195 au lieu de 210 et celle du méson π à 305 au lieu de 277. Au fait nous ne pourrions nous attendre à un meilleur accord, vu les erreurs statistiques. Nous n'omettons d'ailleurs pas de signaler qu'il est fort possible qu'un ou plusieurs deutons se soient glissés parmi les particules considérées comme protons, mais à l'état actuel de nos mesures nous ne nous sentons pas autorisé d'éliminer *a priori* les particules légèrement aberrantes.

Il va de soi que les résultats présentés ici ne sont valables que pour une série déterminée d'émulsions ayant été traitées de manière aussi identique que possible. Ces mêmes résultats nous autorisent d'ailleurs à comparer des phénomènes se trouvant dans des séries différentes, après avoir vérifié quelques points de la courbe de la figure 2.

En conclusion nous pensons que le dénombrement des lacunes constitue un bon moyen d'identification des particules en fin de parcours et donne une estimation de la masse d'autant meilleure que le parcours restant disponible est lui-même plus grand. Pour une particule unique les grandes fluctuations se répercutent sur une grande imprécision de la valeur de la masse.

3. **Énumération des rayons δ.** — D'après Mott la densité $\frac{d\Delta}{dx}$ des rayons δ d'énergie comprise entre les limites W_1 et W_2 le long de la trajectoire d'une particule de charge Z est donnée par la formule suivante :

$$\frac{d\Delta}{dx} = \frac{2\pi NZ^2}{\beta^2}\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2\left(\frac{mc^2}{W_1} - \frac{mc^2}{W_2}\right), \qquad (3)$$

N, densité d'électrons de la matière traversée;

$\beta = \frac{v}{c}$, vitesse de la particule ionisante;

m, masse de l'électron;

comme pour la perte spécifique d'énergie, la masse de la particule n'entre pas explicitement dans cette formule, qui pour une particule de charge unitaire peut aussi s'écrire :

$$\frac{d\Delta}{dR} = f\left(\frac{R}{M}\right), \qquad (4)$$

f étant une fonction du parcours réduit uniquement.

En intégrant (4) on obtient pour le nombre intégral de rayons δ entre la fin de parcours et un parcours restant R,

$$\frac{\Delta}{M} = F\left(\frac{R}{M}\right), \qquad (5)$$

F étant la primitive de f et donc fonction également du parcours réduit.

La formule (4) exprime qu'à parcours réduit égal toutes les particules présentent la même densité de rayons δ; on en déduit qu'à même densité de rayons δ les masses des particules sont dans le rapport des parcours restants, ce qui permet de déterminer la masse d'une particule par rapport à celle d'une particule de référence. Nous verrons par la suite que pour les particules de charge unitaire il est préférable de s'adresser à la courbe intégrale (5) plutôt qu'à la différentielle, à cause des grandes fluctuations statistiques. Notre but sera donc de déterminer la forme de la fonction f (et partant de F) au moins pour la partie intéressante du parcours réduit, pour voir dans quelle mesure la formule de Mott se trouve vérifiée par l'expérience, avant de l'appliquer d'emblée.

Nous avons utilisé dans cette partie du travail, les mêmes particules qu'à l'énumération des lacunes et pour les mêmes raisons qu'il est inutile de répéter.

De l'avis des chercheurs, qui ont utilisé la méthode des rayons δ pour l'identification des noyaux lourds primaires ou secondaires du rayonnement cosmique, la plus grande difficulté consiste au choix et sa conservation tout le long des mesures d'un critère strict pour l'estimation de l'énergie minima W_1 des rayons δ, l'œil étant un organe assez rebelle à une discipline trop stricte et d'une mémoire fort douteuse. Plusieurs conventions ont été rapportées dans la littérature depuis la découverte des noyaux lourds primaires, comme, par exemple, la longueur totale ou projetée des rayons δ, ou encore le nombre de grains qu'ils contiennent. Il en est résulté non seulement des désaccords souvent graves entre les différents expérimentateurs, mais aussi assez fréquemment un même expérimentateur modifie en fonction du temps consciemment ou non son propre critère, surtout s'il a dû interrompre son travail pendant une période plus ou moins longue. C'est là un inconvénient d'autant plus grave que, dans le cas qui nous intéresse ici, les rayons δ ne représentent que des accidents rares çà et là le long de la trajectoire. Il nous a donc fallu choisir un critère aussi strict que possible et ne retenir les mesures qu'une fois la conservation de notre critère s'étant avérée par l'expérience suffisamment bonne. Nous n'avons donc retenu pour la mesure que :

Tout rayon δ pouvant être nettement différencié du corps de la trace.

Effectivement nous sommes convaincu empiriquement qu'un tel critère est plus facile à définir et à respecter aussi longtemps qu'il est désirable; il offre en outre le grand avantage de réduire au minimum les pertes possibles pendant le dénombrement, le corps de la trace ne pouvant soustraire à la vision que la partie infime des rayons δ dissimulés derrière lui.

La pratique des mesures ainsi que la différenciation des trajectoires sont exactement les mêmes que pour les lacunes et les figures 5 et 6 traduisent les comptages différentiels et intégraux respectivement, la deuxième étant rapportée aux coordonnées réduites.

Aussi bien les courbes différentielles que la courbe

intégrale sont en accord satisfaisant avec l'expression de Mott, sauf toutefois vers les faibles énergies où l'accord est moins bon. La distinction assez nette entre les mésons μ et π sur un nombre relativement restreint de particules donne une mesure de la confiance que l'on peut accorder à la méthode.

D'une manière générale on peut dire que la distinction entre différentes particules est statistiquement assez satisfaisante, par contre il serait téméraire de se prononcer sur une particule unique,

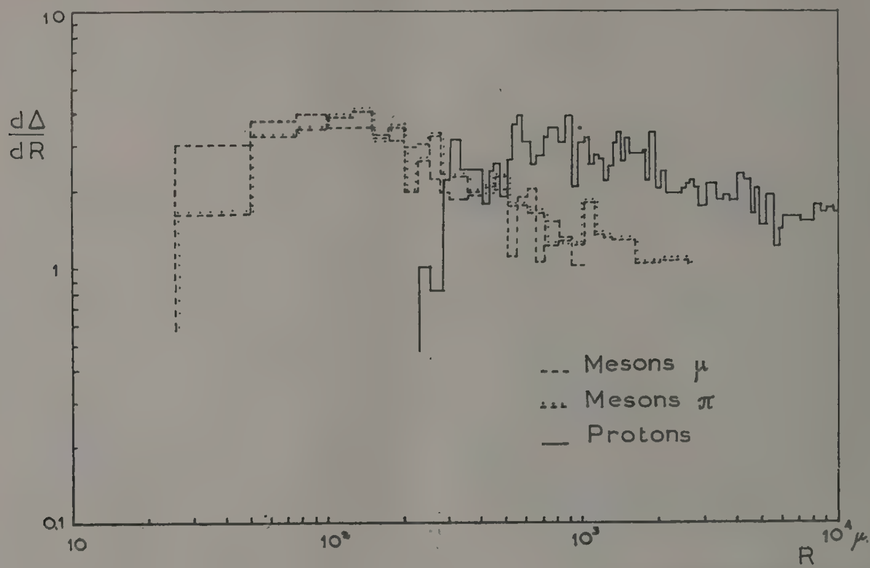


Fig. 5. — Variation de la densité des rayons δ en fonction du parcours restant. Mêmes particules que pour la figure 1.

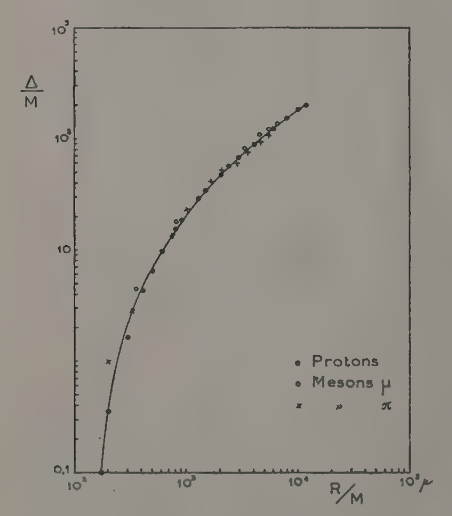


Fig. 6. — Nombre réduit des rayons δ en fonction du parcours réduit (M est la masse de la particule). Mêmes particules que pour la figure 5.

même sur un grand parcours restant, sauf si sa masse s'écarte notablement de celle des particules de référence. Dans ce dernier cas il serait d'ailleurs préférable de s'adresser à la courbe intégrale plutôt qu'aux courbes différentielles et de se fier plutôt à la partie de la trajectoire correspondant à un parcours restant aussi grand que possible, pour éviter le chevauchement des erreurs statistiques.

En manière de conclusion nous pensons qu'avec un minimum de trois particules de même espèce aucune confusion avec les particules de référence n'est possible, si les parcours dont on dispose sont de quelques milliers de microns.

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Physique de l'Ecole Polytechnique sous la direction du Professeur L. Leprince-Ringuet envers qui l'auteur désire exprimer ici sa reconnaissance, ainsi qu'au Centre National de la Recherche Scientifique pour l'allocation dont il a bénéficié.

Manuscrit reçu le 22 juillet 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Fowler P. H. — *Phil. Mag.*, 1950, **41**, 169.
[2] Hodgson P. E. — *Phil. Mag.*, 1950, **41**, 725.
[3] Herz A. J. et al. — *Phil. Mag.*, 1953, **44**, 85.
[4] Menon M. — *Thèse*, Bristol, 1953.
[5] O'Ceallaigh C. — *Phil. Mag.*, 1951, **42**, 1032.
[6] Perkins D. — *Proc. Roy. Soc.*, 1950, **203** A, 399.
[7] Sörensen S. O. — *Phil. Mag.*, 1949, **40**, 947; 1951, **42**, 188.
[8] Crussard J. — *Thèse*, Paris, 1952.
[9] Voyvodic L. — *Canadian J. Research*, 1950, **28**, 315.
[10] Bonetti A. et Dilworth C. — *Phil. Mag.*, 1949, **40**, 585.
[11] Bradt H. L. et Peters B. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 1828 et publications ultérieures.
[12] Dainton A. D. et al. — *Phil. Mag.*, 1952, **43**, 729.
[13] Hoang T. F. — *Ann. Physique*, 1950, **5**, 537.

RELATIONS ENTRE LA SECONDE QUANTIFICATION. LA MECANIQUE ONDULATOIRE DANS L'ESPACE DE CONFIGURATION, ET LES PROBLÈMES DU SECOND ORDRE EN CALCUL DES PROBABILITÉS

Par Georges BODIOU,
Faculté des sciences de Marseille.

Sommaire. — L'état mathématique actuel de la seconde quantification n'est pas satisfaisant. On y introduit des opérateurs d'annihilation η et d'émission η^+, sans se préoccuper de définir les individus mathématiques sur lesquels ils opèrent. Les opérateurs de Fock pour l'oscillateur harmonique [1] ou les opérateurs $\frac{\partial}{\partial n}$ [2], impropres d'ailleurs à opérer des fonctions de nombres entiers, ne peuvent être considérés comme des constructions des η (ou des η^+), mais comme des exemples prouvant que les règles de commutation imposées aux η et aux η^+ ne sont pas contradictoires.

Le fait qu'il existe un autre formalisme (que nous appelons formalisme configuratif) pour traiter les systèmes de particules, pose une question de cohérence et une question d'extension relative pour ce formalisme et la seconde quantification [3].

Le fait que les problèmes de répartitions aléatoires d'un ensemble d'objets sont classiques en calcul des probabilités sous le nom de problèmes du second ordre incite aussi à comparer leur traitement classique avec celui que leur applique la seconde quantification.

Le but de ce Mémoire est d'examiner ces diverses questions dans le cas des bosons.

1. **Méthode configurative.** — A. L'état d'un ensemble de N particules est décrit par une « onde Ψ » fonction complexe des coordonnées des N particules :

$$\Psi(x_1, y_1, z_1; \ldots; x_N, y_N, z_N) = \Psi(M_1, \ldots, M_N) = \Psi(P),$$

où P est un point ayant pour coordonnées $x_1, \ldots, z_N$ dans un espace à $3N$ dimensions, dit « espace de configuration » : $(\mathcal{C})$.

On suppose que cette onde est normée sur $(\mathcal{C})$. La probabilité de trouver chacune des particules dans un parallélépipède déterminé de l'espace à trois dimensions est

$$\int_{(\mathcal{D})} |\Psi(P)|^2 \, \mathrm{d}P,$$

$(\mathcal{D})$ étant le « pavé » qui correspond dans l'espace de configuration à l'ensemble de ces parallélépipèdes.

L'ensemble des fonctions $\Psi(P)$, à module carré sommable sur $(\mathcal{C})$ constitue un espace de Hilbert.

L'ensemble des fonctions $f(M_i)$, à module carré sommable sur l'espace ordinaire à trois dimensions, constitue l'espace de Hilbert de la Mécanique ondulatoire de la $i^{\text{ième}}$ particule. Les fonctions propres de l'opérateur attaché à une grandeur à spectre complet constituent une base de ce dernier espace de Hilbert, soit $\varphi_1(M_i), \ldots, \varphi_n(M_i), \ldots$.

Les fonctions

$$\Phi^{1,2,3,\ldots,N}_{a,b,c,\ldots,n} = \varphi_a(M_1)\varphi_b(M_2)\varphi_c(M_3)\ldots\varphi_n(M_N)$$

qui sont des produits de N fonctions telles que $\varphi_a(M_i)$, différant soit par l'indice a de la fonction propre, soit par l'indice i de la particule, soit par les deux, constituent une base pour l'espace de Hilbert des $\Psi(P)$, et l'on a

$$\Psi(P) = \Psi(M_1, \ldots, M_N) = \sum \Gamma^{1,2,\ldots,N}_{a,b,\ldots,n} \Phi^{1,2,\ldots,N}_{a,b,\ldots,n}$$

(la somme étant étendue à tous les arrangements, N à N, avec possibilité de répétition, des indices d'états).

L'interprétation de cette décomposition est que la répartition des N particules qui consiste en ce que M_1 est dans l'état $\varphi_a, \ldots, M_N$ dans l'état φ_n, a pour probabilité $|\Gamma^{1,2,\ldots,N}_{a,b,\ldots,n}|^2$.

La possibilité de répétition des indices d'états traduit la possibilité, pour plusieurs particules, d'être dans le même état.

Si l'on suppose que les particules sont de même nature et indiscernables on montre que l'invariance des probabilités pour toute permutation entraîne que les « probabilités complexes Γ » doivent être, soit symétriques, soit antisymétriques, par rapport aux indices d'états qui leur sont souscrits. Dans le cas d'antisymétrie, il est impossible que deux des indices souscrits à un Γ soient identiques sans que ce Γ soit nul. L'hypothèse d'antisymétrie convient donc pour les ensembles de particules soumises au principe d'exclusion qui interdit qu'il y ait plus d'une particule par état : on nomme de telles particules des fermions, les autres sont des bosons.

B. *Cas des bosons.* — On peut écrire l'état de l'ensemble :

$$\Psi(P) = \sum \Gamma^{1,\,2,\,\ldots,\,N}_{a,\,b,\,\ldots,\,n} \left[\sum{}' \varphi_a(M_1)\,\varphi_b(M_2)\ldots\varphi_n(M_N) \right].$$

La seconde somme $\sum'$ dans le crochet, étant étendue à toutes les permutations des N indices d'états $a, b, \ldots, n$, qui y figurent; et la première somme $\sum$ étant étendue à tous les ensembles de N indices d'états, avec répétition possible. La seconde somme $\sum'$ est bien définie par la donnée des nombres entiers positifs : $n_a, n_b, \ldots$, satisfaisant à $n_a + n_b + \ldots = N$, et qui indiquent respectivement combien de fois se répètent les indices d'états : $a, b, \ldots$. Chacun des termes de $\sum'$ est normé et il y a $\frac{N!}{n_a!\,n_b!\ldots}$ termes, posons

$$\Phi(n_a, n_b, \ldots) = \left(\frac{N!}{n_a!\,n_b!\ldots}\right)^{-\frac{1}{2}} \left[\sum{}' \varphi_a(M_1)\,\varphi_b(M_2)\ldots\varphi_n(M_N) \right]$$

et

$$R(n_a, n_b, \ldots) = \left(\frac{N!}{n_a!\,n_b!\ldots}\right)^{\frac{1}{2}} \Gamma^{1,\,2,\,\ldots,\,N}_{a,\,b,\,\ldots,\,n},$$

on pourra écrire

$$\Psi(P) = \sum R(n_a, n_b, \ldots)\,\Phi(n_a, n_b, \ldots),$$

la somme étant étendue à toutes les distributions d'indices d'états aux ensembles de nombres entiers positifs de somme N.

On aura alors

$$\sum |R(n_a, n_b, \ldots)|^2 = 1,$$

la somme ayant l'extension précédente.

$|R(n_a, n_b, \ldots)|^2$ est la probabilité de la répartition aléatoire qui consiste en n_a bosons dans l'état φ_a, n_b bosons dans l'état φ_b, etc.

Considérons N bosons dans le même état et sans interactions. La traduction de ces hypothèses est

$$\varphi(M_i) = \sum_a C_a\,\varphi_a(M_i)$$

pour la première, les C étant indépendants de l'indice i de la particule;

$$\Psi(P) = \varphi(M_1)\,\varphi(M_2)\ldots\varphi(M_N)$$

pour la seconde; d'où

$$\Psi(P) = \sum C_a C_b \ldots C_n \left[\sum{}' \varphi_a(M_1)\,\varphi_b(M_2)\ldots\varphi_n(M_N) \right]$$

les deux sommes ayant même extension qu'au début de ce paragraphe. Donc, dans ce cas,

$$R(n_a, n_b, \ldots) = \left(\frac{N!}{n_a!\,n_b!\ldots}\right)^{\frac{1}{2}} C_a^{n_a} C_b^{n_b}\ldots.$$

Il existe donc des répartitions de ce type, à N bosons et à $N-1$ bosons respectivement, dont les probabilités sont liées par

$$\sqrt{n_a}\,R(n_a, n_b, \ldots) = C_a\sqrt{N}\,R(n_a - 1, n_b, \ldots)$$

ou

$$n_a P(n_a, n_b, \ldots) = N\,|C_a|^2\,P(n_a - 1, n_b, \ldots) = \bar{n}_a P(n_a - 1, n_b, \ldots),$$

où $\bar{n}_a = N\,|C_a|^2$ est le nombre probable, ou moyen, de l'ensemble considéré de N bosons, qui appartiennent à l'état φ_a.

2. Sur certaines déterminations particulières de répartitions aléatoires de $N-1$ objets, à partir d'une répartition aléatoire quelconque de N objets. — A. Attribuons à chaque répartition aléatoire $(n_a, n_b, \ldots)$ de N objets $(n_a + n_b + \ldots = N)$ une probabilité $P(n_a, n_b, \ldots)$ satisfaisant à

$$\sum_{n_a + n_b + \ldots = N} P(n_a, n_b, \ldots) = 1,$$

où la somme est étendue à toutes les distributions d'indices d'états, en infinité dénombrable, aux ensembles de nombres entiers positifs de somme N.

S'il existe une probabilité élémentaire p_a pour que l'un, quelconque, des objets soit dans l'état d'indice a, et cela pour tout indice, la théorie classique des probabilités du deuxième ordre donne

$$P(n_a, n_b, \ldots) = \left(\frac{N!}{n_a!\,n_b!\ldots}\right) p_a^{n_a} p_b^{n_b}\ldots.$$

Dans la même hypothèse d'existence de p_a, mais dans le cas où il s'agit des répartitions aléatoires de $N-1$ objets :

$$P'(n_a - 1, n_b, \ldots) = \left[\frac{(N-1)!}{(n_a - 1)!\,n_b!\ldots}\right] p_a^{n_a - 1} p_b^{n_b}\ldots,$$

avec $n_a - 1 \geqq 0$, donc

$$n_a \geqq 1 \quad \text{et} \quad n_b \leqq N - 1,$$

d'où

$$n_a P(n_a, n_b, \ldots) = N p_a P'(n_a - 1, n_b, \ldots) = \bar{n}_a P'(n_a - 1, n_b, \ldots),$$

$\bar{n}_a$ étant le nombre probable ou moyen d'objets dans l'état d'indice a quand il y a en tout N objets.

Il y a donc, dans le cas où il existe des probabilités déterminées pour un objet quelconque d'être dans chacun des états possibles une interdépendance entre les lois de probabilités correspondant à des répartitions de N et de $N-1$ objets.

B. Ne supposons plus qu'il existe de telles probabilités élémentaires p_a.

Les nombres $\left(\frac{n_a}{\bar{n}_a^{(N)}}\right) P(n_a, n_b, \ldots)$ pour $n_a \geqq 1$, et $n_b \leqq N - 1$, pour tout $b \neq a$, les $P(n_a, n_b, \ldots)$

étant encore des probabilités pour les répartitions aléatoires de N objets, sont tels que

$$\sum \frac{n_a}{n_a^{(N)}} P(n_a, n_b, \ldots) = 1.$$

On peut donc définir une loi de probabilité des répartitions de $N - 1$ objets déduite de celle que l'on s'est donnée pour N objets, en posant

$$P'(n_a - 1, n_b, \ldots) = \frac{n_a}{n_a^{(N)}} P(n_a, n_b, \ldots),$$

les $n_a P(n_a, n_b, \ldots)$ sont, à la normalisation près, les probabilités des répartitions aléatoires à $N - 1$ objets, quand les $P(n_a, n_b, \ldots)$ sont de telles probabilités pour N objets. Ceci généralise la dépendance entre lois de probabilité pour N et pour $N - 1$ objets observée dans le cas où il existe des probabilités élémentaires.

C. Il est facile d'interpréter la dépendance ci-dessus définie entre les $P'(n_a - 1, n_b, \ldots)$ et les $P(n_a, n_b, \ldots)$.

Supposons d'abord que la réalisation de l'événement : « annihilation de l'un des N objets, parmi ceux qui sont dans l'état φ_a » soit certaine. Supposons ensuite que sa réalisation dans l'une des répartitions possibles de ces N objets, par exemple dans la répartition $(n_a, n_b, \ldots)$, soit aléatoire et que sa « probabilité déterminée », quand on sait que cette répartition particulière est réalisée, soit $P\left(\frac{a}{n_a, n_b, \ldots}\right)$. La probabilité qu'il y ait annihilation de l'un des objets dans l'état φ_a pour la répartition $(n_a, n_b, \ldots)$, qui est en même temps la probabilité d'obtenir la répartition particulière $(n_a - 1, n_b, \ldots)$ comportant $N - 1$ objets, est donc

$$P'(n_a - 1, n_b, \ldots) = P(n_a, n_b, \ldots) P\left(\frac{a}{n_a, n_b, \ldots}\right),$$

avec la condition

$$\sum_{n_a - 1 + n_b + \ldots = N - 1} P'(n_a - 1, n_b, \ldots) = 1.$$

Supposons maintenant que l'annihilation d'un objet déterminé, dans l'état φ_a et appartenant à la répartition $(n_a, n_b, \ldots)$ soit un événement aléatoire ne dépendant que de cet état φ_a, et non de l'objet particulier envisagé, ni de la répartition particulière $(n_a, n_b, \ldots)$ à laquelle il appartient : on devra alors prendre $P\left(\frac{a}{n_a, n_b, \ldots}\right)$ proportionnelle au nombre des objets de la répartition $(n_a, n_b, \ldots)$ qui sont dans l'état φ_a, le coefficient de proportionalité étant indépendant de la répartition, soit

$$P\left(\frac{a}{n_a, n_b, \ldots}\right) = k n_a$$

et

$$P'(n_a - 1, n_b, \ldots) = k n_a P(n_a, n_b, \ldots).$$

La normalisation des P' conduit alors à $k = \frac{1}{n_a^{(N)}}$; c'est-à-dire conduit à la dépendance particulière que nous étudions entre une loi de probabilité quelconque des répartitions de N objets et certaines lois de probabilité des répartitions de $N - 1$ objets.

En résumé cette dépendance découle de l'hypothèse que les annihilations d'un objet, appartenant à l'état φ_a dans les diverses répartitions de N objets, sont équiprobables.

3. Généralisation de la description d'un état de répartition de N particules donné par le formalisme configuratif, à la description d'un état de répartition d'un nombre variable de particules. — A. Supposons d'abord qu'il s'agit des répartitions aléatoires d'un « nombre borné » de particules, sur une « infinité dénombrable » d'états possibles, avec ou sans principe d'exclusion. L'infinité des répartitions possibles : $(n_a, n_b, \ldots)$ est dénombrable comme on le voit, par exemple, en observant que l'on peut faire correspondre à chacune d'elles, un nombre positif plus petit que 1 et écrit dans le système de numération ayant pour base la borne supérieure N' du nombre total de particules : $0, 0, n_2, 0, \ldots, n_i, \ldots$; le $i^{\text{ième}}$ chiffre décimal de ce nombre étant le nombre de particules dans l'état φ_i; l'ensemble de ces nombres, qui ne comprennent qu'un nombre fini de chiffres non nuls, est un ensemble de nombres rationnels, donc dénombrable.

Faisons correspondre à chacune de ces répartitions un nombre complexe $R(n_a, n_b, \ldots)$ dont le carré du module soit la probabilité de la répartition correspondante :

$$|R(n_a, n_b, \ldots)|^2 = P(n_a, n_b, \ldots)$$

et satisfaisant par conséquent à la condition de normalisation

$$\sum |R(n_a, n_b, \ldots)|^2 = 1$$

(la somme étant étendue à l'infinité dénombrable des répartitions).

L'ensemble des $R(n_a, n_b, \ldots)$ est donc l'ensemble des coordonnées d'un vecteur unitaire Ψ dans un espace de Hilbert : espace euclidien complexe à une infinité dénombrable de dimensions. Le vecteur Ψ décrit la loi de probabilité de ces répartitions aléatoires. Nous écrirons sa décomposition sur les axes orthonormaux : $\Psi(n_a, n_b, \ldots)$:

$$\Psi = \sum R(n_a, n_b, \ldots) \Psi(n_a, n_b, \ldots).$$

B. Supposons maintenant qu'il s'agit des répartitions aléatoires d'un nombre « non borné » de particules sur un « nombre fini », N, d'états, ce qui n'est évidemment pas compatible avec le principe d'exclusion. L'infinité des répartitions possibles $(n_a, \ldots, n_N)$ est dénombrable, chacun de ses élé-

ments pouvant être mis en correspondance avec un terme d'une série N-uple. Les « probabilités complexes $R(n_a, n_b, \ldots)$ » définies comme au paragraphe précédent sont encore les coordonnées d'un vecteur unitaire dans un espace de Hilbert.

C. On envisage parfois, sans toujours le dire explicitement l'ensemble des répartitions aléatoires d'un nombre non borné de particules sur une infinité dénombrable d'états. Or cet ensemble a la puissance du continu, comme le montre le raisonnement du paragraphe 3.A qui permet de faire correspondre à celles de ces répartitions qui ne comportent qu'un nombre borné de particules par état tous les nombres, rationnels et irrationnels, compris entre o et 1. Il suit de là qu'il est impossible de décrire l'état de répartition par un vecteur normé d'un espace de Hilbert, puisque un tel vecteur n'a qu'une infinité dénombrable de coordonnées. Mais il suit aussi qu'il est dénué de sens de parler de la probabilité de l'une de ces répartitions, sauf à supposer « presque toutes » ces probabilités nulles. L'extension considérée relève donc d'autres instruments mathématiques que de l'espace de Hilbert et du calcul des probabilités.

D. Précisons en quel sens le formalisme configuratif est un cas particulier de ces descriptions hilbertiennes des états de répartitions aléatoires d'ensembles comprenant un nombre variable de particules; et, plus précisément de celles considérées au paragraphe 3, A, communes aux bosons et aux fermions. Nous avons vu que ces dernières sont décrites par le vecteur unitaire :

$$\Psi = \sum R(n_a, n_b, \ldots)\, \Psi(n_a, n_b, \ldots)$$

où la somme est étendue à l'infinité dénombrable des répartitions possibles, la somme $n_a + n_b + \ldots$ étant simplement bornée par N'. Elles comprennent donc celles pour lesquelles la somme précédente a une valeur fixée et égale à N ($N \leq N'$). La méthode configurative donne bien une description de cette forme mais avec un espace de Hilbert réalisé sous forme fonctionnelle, les vecteurs de base $\Psi(n_a, n_b, \ldots)$ devenant des fonctions de base :

$$\Psi(n_a, n_b, \ldots) = \Phi(n_a, n_b, \ldots) = \left(\frac{N!}{n_a!\, n_b! \ldots}\right)^{-\frac{1}{2}} \left[\sum{}' \varphi_a(M_1) \ldots \varphi_n(M_N)\right].$$

Mais il n'y a là que réalisation particulière de l'espace hilbertien.

Dans le cas de répartitions plus générales d'un nombre simplement borné, par N', de particules les vecteurs de base $\Psi(n_a, n_b, \ldots)$ pour lesquels $n_a + n_b + \ldots = N$, sous-tendent un sous-espace de l'espace de Hilbert isomorphe à l'espace hilbertien du formalisme configuratif pour N particules. Groupant dans le Ψ général ses projections sur ces vecteurs de base, et opérant de même pour toutes les valeurs possibles de N, on met Ψ sous la forme

$$\Psi = \Psi^{(0)} + \Psi^{(1)} + \ldots + \Psi^{(N')}$$

et l'on a

$$\|\Psi^{(N)}\|^2 = P(N)$$
$$= \text{probabilité qu'il y ait } N \text{ particules dans l'ensemble.}$$

Par ailleurs le produit scalaire hilbertien de $\Psi^{(N_1)}$ et $\Psi^{(N_2)}$ est nul, ces deux vecteurs n'ayant aucune composante non nulle simultanément sur un même axe :

$$(\Psi^{(N_1)}, \Psi^{(N_2)}) = 0;$$

d'où

$$\|\Psi\|^2 = \|\Psi^{(0)}\|^2 + \|\Psi^{(1)}\|^2 + \ldots + \|\Psi^{(N')}\|^2$$

et donc

$$P(N \leq N'') = P(0) + P(1) + \ldots + P(N'')$$

qui exprime le résultat classique, que la probabilité pour que le nombre de particules soit inférieur ou égal à N'' est la somme des probabilités qu'il ait l'une des valeurs qui satisfont à cette condition.

E. Supposons que l'on change la grandeur à spectre complet par rapport à laquelle sont faites les répartitions. Cela se traduit dans l'espace de Hilbert de la méthode configurative, par suite de la réalisation particulière de sa base par des produits de fonctions propres de l'opérateur qui règle les répartitions, par un changement de base, ou une transformation unitaire bien déterminés. Chacun des sous-espaces en lesquels nous avons décomposé l'espace de Hilbert de la seconde quantification étant isomorphe à un espace de Hilbert configuratif, le changement de la grandeur répartitrice se traduit, dans chacun d'eux par un changement d'axes ou une transformation unitaire bien déterminés qui induisent dans l'espace total un changement d'axes ou une transformation unitaire bien déterminés. Réciproquement, on pourra interpréter tout changement de repère orthonormal, ou toute transformation unitaire de l'espace entier, qui laissent invariants chacun des sous-espaces pour lesquels le nombre de particules est donné, comme traduisant le changement de la grandeur ordonnatrice. De tels changements laissent invariants chacun des $\Psi^{(N)}$, c'est-à-dire la probabilité qu'il y ait un nombre déterminé, soit N, de particules.

L'utilisation de l'espace de Hilbert en seconde quantification pour décrire des lois de probabilités a donc la même signification qu'en Mécanique ondulatoire simple : il permet d'exprimer une dépendance stochastique non classique entre grandeurs, justement celle qui se traduit, lors du passage de la statistique d'une grandeur à celle d'une autre grandeur, par la transformation unitaire, déterminée par ces grandeurs, du vecteur hilbertien qui déterminait la première loi de probabilités en celui qui déterminera la seconde loi. Le passage de la Méca-

nique ondulatoire simple à la seconde quantification est d'abord celui des problèmes du premier ordre à ceux du deuxième ordre, avec sauvegarde du mode quantique fondamental de dépendance stochastique.

4. Opérateurs d'annihilation et opérateurs d'émission, pour les bosons. — Nous voulons définir un opérateur linéaire η_a de l'espace de Hilbert de la seconde quantification, tel qu'il transforme tout état normé à N bosons en un état, non nécessairement normé, à $N - 1$ bosons; la loi de probabilité des répartitions de ces $N - 1$ bosons, déterminée par ce second état, après normalisation, devant se déduire de la loi initiale par l'hypothèse d'équiprobabilité des annihilations éventuelles d'un boson appartenant à l'état φ_a dans l'une quelconque des répartitions à N bosons.

Nous noterons cet opérateur η_a et le nommerons : « opérateur d'annihilation d'un boson appartenant à l'état φ_a. »

En appliquant η_a à l'état propre, à N bosons, $\Psi(n_a, n_b, \ldots)$ on devra donc avoir

$$\eta_a \Psi(n_a, n_b, \ldots) = \sum C(n'_a, n'_b, \ldots) \Psi(n'_a, n'_b, \ldots)$$

et, d'après le paragraphe 3 :

$$|C(n'_a - 1, n'_b, \ldots)|^2 = n'_a P(n'_a, n'_b, \ldots),$$

mais il n'y a qu'un seul $P(n'_a, n'_b, \ldots)$ non nul, celui dont les indices sont ceux de l'état propre envisagé, et celui-là est égal à 1; donc le seul C non nul est le $C(n_a - 1, n_b, \ldots)$ pour lequel les $n_a, n_b, \ldots$ ont ces valeurs et l'on a pour lui :

$$|C(n_a - 1, n_b, \ldots)|^2 = n_a$$

dont la solution la plus simple est

$$C(n_a - 1, n_b, \ldots) = \sqrt{n_a};$$

nous poserons donc, par définition de η_a :

$$\eta_a \Psi(n_a, n_b, \ldots) = \sqrt{n_a}\, \Psi(n_a - 1, n_b, \ldots)$$

pour tous les ensembles d'indices possibles dans l'espace de Hilbert considéré. Cette relation définit bien un opérateur, évidemment linéaire, et satisfaisant à la condition énoncée au début du paragraphe 4; en effet :

Soit un état normé quelconque à N bosons :

$$\Psi^{(N)} = \sum_{n_a + n_b + \ldots = N} R(n_a, n_b, \ldots) \Psi(n_a, n_b, \ldots),$$

$$\eta_a \Psi^{(N)} = \sum_{n_a + n_b + \ldots = N} R(n_a, n_b, \ldots) \sqrt{n_a}\, \Psi(n_a - 1, n_b, \ldots),$$

dont la norme est $\sqrt{n_a^{(N)}}$, si donc on pose :

$$R'(n_a - 1, n_b, \ldots) = \left(\sqrt{\frac{n_a}{n_a^{(N)}}}\right) R(n_a, n_b, \ldots);$$

l'état $\sum R'(n_a - 1, n_b, \ldots) \Psi(n_a - 1, n_b, \ldots)$ est un état normé à $N - 1$ bosons dont les probabilités se déduisent de celles correspondant à l'état initial à N bosons par la relation

$$P'(n_a - 1, n_b, \ldots) = \frac{n_a}{n_a^{(N)}} P(n_a, n_b, \ldots)$$

que nous avons reconnu traduire l'équiprobabilité des annihilations possibles d'un boson appartenant à l'état φ_a dans l'une quelconque des répartitions à N bosons pondérées par la loi initiale de probabilité.

Supposons maintenant que l'on applique l'opérateur η_a à l'état configuratif particulier qui décrit un ensemble de N bosons, tous dans le même état individuel, et sans interactions; cet état est

$$\Psi_1^{(N)} = \sum_{n_a + n_b + \ldots = N} \sqrt{N!} \frac{C^{n_a}}{\sqrt{n_a!}} \frac{C^{n_b}}{\sqrt{n_b!}} \cdots \Psi(n_a, n_b, \ldots);$$

et l'on a

$$\begin{aligned}
\eta_a \Psi_1^{(N)} &= \sum \sqrt{N!} \frac{C_a^{n_a}}{\sqrt{n_a!}} \frac{C_b^{n_b}}{\sqrt{n_b!}} \cdots \sqrt{n_a}\, \Psi(n_a - 1, n_b, \ldots) \\
&= \sqrt{N}\, C_a \sum_{(n_a - 1) + n_b + \ldots = N-1} \sqrt{(N-1)!} \\
&\quad \times \frac{C_a^{n_a - 1}}{\sqrt{(n_a - 1)!}} \frac{C_b^{n_b}}{\sqrt{n_b!}} \cdots \Psi(n_a - 1, n_b, \ldots) \\
&= \sqrt{N}\, C_a \Psi_1^{(N-1)},
\end{aligned}$$

relation qui exprime que le transformé, par l'opérateur d'annihilation η_a, d'un état configuratif à N bosons, dans le même état individuel et sans interactions, est le produit, par le scalaire $\sqrt{N}\, C_a$ d'un état configuratif à $N - 1$ bosons, dans le même état individuel, qui est resté le même qu'avant l'annihilation, et sans interactions. Cette relation précise le lien qui existe entre l'opérateur η_a et les probabilités complexes C_a, quand il existe de telles probabilités individuelles; elle remplace la notion, quelque peu vague de « remplacement des coefficients C_a par des opérateurs », rencontrée dans les exposés classiques.

B. Nous nous proposons de compléter l'étude de l'opérateur d'annihilation, de construire à partir de lui de nouveaux opérateurs d'émission, de nombre de bosons dans l'état φ_a, et de donner les relations de ces opérateurs entre eux, en particulier les règles de commutation.

Remarquons d'abord que la définition de η_a donne

$$\eta_a \Psi(0, n_b, \ldots) = 0 \qquad \text{puisque} \quad n_a = 0.$$

La matrice de η_a est donc définie par

$$|\eta_a|_{n_a, n_b, \ldots}^{n_a - 1, n_b, \ldots} = \sqrt{n_a},$$

tous les autres éléments étant nuls.

Considérons l'opérateur-adjoint de η_a, soit η_a^+; sa matrice est

$$[\eta_a^+]_{n_a-1,\, n_b,\, \dots}^{n_a,\, n_b,\, \dots} = \sqrt{n_a};$$

d'où

$$\eta_a \Psi(n_a - 1,\, n_b,\, \dots) = \sqrt{n_a}\, \Psi(n_a,\, n_b,\, \dots),$$

on constate que $\eta_a^+ \neq \eta_a$, c'est-à-dire que η_a n'est pas self-adjoint ou hermitien. On voit que l'opérateur η_a^+ transforme un état à $N - 1$ bosons en un état à N bosons (N appartenant à l'ensemble des nombres possibles de bosons : $N \leq N'$); nous le nommerons « opérateur d'émission d'un boson dans l'état φ_a ».

On trouve

$$\| \eta_a \Psi \|^2 = \sum n_a \,|\, R(n_a,\, n_b,\, \dots)\,|^2$$
$$= \sum n_a\, P(n_a,\, n_b,\, \dots) = \bar{n}_a$$

pour un état quelconque normé Ψ, les sommes étant étendues à toutes les répartitions possibles. Cela s'écrit aussi :

$$(\eta_a \Psi,\, \eta_a \Psi) = \bar{n}_a,$$

ou encore

$$(\Psi,\, \eta_a^+ \eta_a \Psi) = \bar{n}_a.$$

Cette dernière relation est de la forme générale des valeurs moyennes d'opérateurs; l'opérateur $\eta_a^+ \eta_a$, dont la valeur moyenne est celle du nombre de bosons qui, parmi ceux dont on étudie l'ensemble, sont dans l'état φ_a, sera nommé : « opérateur-nombre de bosons dans l'état φ_a », et noté (n_a) : $(n_a) = \eta_a^+ \eta_a$. On vérifie immédiatement, à l'aide des propriétés de η_a et de η_a^+, que l'opérateur (n_a) a pour vecteurs propres tous les vecteurs de base, $\Psi(n_a,\, n_b,\, \dots)$, la valeur propre correspondante étant celle de l'indice n_a du vecteur propre considéré. La matrice de (n_a) est donc la matrice diagonale :

$$[(n_a)]_{n_a,\, n_b,\, \dots}^{n_a,\, n_b,\, \dots} = n_a;$$

tous les autres éléments étant nuls.

Considérons maintenant l'opérateur $\eta_a \eta_a^+$; on trouve

$$\eta_a \eta_a^+ \Psi(n_a,\, n_b,\, \dots) = \eta_a \sqrt{n_a + 1}\, \Psi(n_a + 1,\, n_b,\, \dots)$$
$$= (n_a + 1)\, \Psi(n_a,\, n_b,\, \dots),$$

sauf s'il s'agit d'un ensemble de bosons en nombre borné par N' et si $n_a + n_b + \dots = N'$; c'est-à-dire si la répartition $(n_a,\, n_b,\, \dots)$ est saturée; appliqué à un vecteur propre saturé, $\eta_a \eta_a^+$ donne zéro.

Il suit de là que

$$(\eta_a \eta_a^+ - \eta_a^+ \eta_a)\, \Psi(n_a,\, n_b,\, \dots)$$
$$= \Psi(n_a,\, n_b,\, \dots), \qquad \text{si } \Psi \text{ est non saturé,}$$
$$= -n_a \Psi(n_a,\, n_b,\, \dots), \qquad \text{si } \Psi \text{ est saturé.}$$

On peut donc écrire la relation opératorielle

$$\eta_a \eta_a^+ - \eta_a^+ \eta_a = 1$$

qui est l'une des relations que pose la méthode axiomatique, mais cette relation est soumise à la réserve ci-dessus quand il peut y avoir saturation de l'état, c'est-à-dire dans le cas des répartitions d'un nombre borné de bosons sur une infinité dénombrable d'états.

Considérons l'opérateur $\eta_b^+ \eta_a$; on trouve

$$\eta_b^+ \eta_a \Psi(n_a,\, n_b,\, \dots) = \sqrt{(n_b + 1)\, n_a}\, \Psi(n_a - 1,\, n_b + 1,\, \dots),$$
$$\text{si } n_a \neq 0;$$

si $n_a = 0$, on trouve zéro. On pourrait appeler cet opérateur $\eta_b^+ \eta_a$: « opérateur de transfert, d'un boson de l'état φ_a à l'état φ_b ».

On trouve de même

$$\eta_a \eta_b^+ \Psi(n_a,\, n_b,\, \dots) = \sqrt{n_a (n_b + 1)}\, \Psi(n_a - 1,\, n_b + 1,\, \dots)$$

à condition que $\Psi(n_a,\, n_b,\, \dots)$ ne soit pas saturé et que $n_a \neq 0$, sinon on trouve zéro.

On déduit de ce qui précède la relation opératorielle :

$$\eta_b^+ \eta_a - \eta_a \eta_b^+ = 0,$$

sauf pour les états qui peuvent être saturés, c'est-à-dire qui ont une composante non nulle sur l'un des états propres saturés.

Mais on vérifie, sans aucune restriction, les relations

$$\eta_b \eta_a - \eta_a \eta_b = 0 \qquad \text{et} \qquad \eta_b^+ \eta_a^+ - \eta_a^+ \eta_b^+ = 0.$$

Nous avons ainsi retrouvé, avec quelques restrictions, les relations que la méthode axiomatique énonce comme postulats. Il est bon de remarquer, que ces restrictions tiennent, non essentiellement aux opérateurs, mais à l'espace de Hilbert dans lequel ils opèrent; cela explique qu'elles ne sont pas explicitées par des méthodes qui laissent cet espace à l'état implicite.

Manuscrit reçu le 3 juillet 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] DIRAC P. A. M. — La seconde quantification. *Ann. Inst. H. Poincaré*, 1949, **11**, 1.

[2] BROGLIE L. DE. — Nouvelle Théorie de la lumière, I, p. 210-227.

[3] DESTOUCHES J. L. — *Thèse.*

SUR LES RAYONNEMENTS ÉMIS AU COURS DE LA TRANSMUTATION RAc -> Ac X.

Première Partie

Par Marcel FRILLEY, Salomon ROSENBLUM,
Manuel VALADARES et Georges BOUISSIERES,
Laboratoire Curie, Paris,
Laboratoire du Grand aimant permanent, Bellevue.

Sommaire. — Une étude critique des données de la structure fine α, du spectre γ de diffraction et du spectre magnétique des électrons de conversion du RAc conduit, pour la région des émissions γ inférieures à 100 keV à une interprétation nouvelle. Cette interprétation, fondée sur les plus récents calculs concernant la conversion interne est contrôlée au moyen de nouvelles mesures précises du spectre de conversion, faites avec une source de RAc très pure. On arrive à un accord satisfaisant entre les hypothèses proposées et les résultats expérimentaux.

La confrontation des résultats relatifs aux rayonnements du RAc, obtenus par différentes méthodes, a fait apparaître certaines difficultés d'interprétation et des anomalies qu'il a été jusqu'à présent impossible d'expliquer [1]. A la lumière de calculs numériques récemment effectués sur la conversion interne [2], il nous a semblé que des hypothèses relatives aux rayonnements γ pouvaient être formulées qui résoudraient un certain nombre des problèmes ainsi posés. Pour que ces hypothèses soient sérieusement fondées il était nécessaire de compléter les données acquises par des mesures précises, faites avec des sources de RAc très pures. En effet, la complexité des spectres et les limites d'erreur admises jusqu'à présent sur certains résultats étaient telles qu'une interprétation nouvelle pouvait se trouver en accord avec l'expérience par le seul effet du hasard. Notre exposé concerne seulement les rayonnements qui se rattachent aux émissions γ d'énergie inférieure à l'énergie d'excitation du niveau K ($Z = 88$) de AcX. Les autres régions feront l'objet d'une étude ultérieure.

1. Résultats obtenus antérieurement par différentes méthodes. — 1° Spectrographie magnétique des rayons α. — L'étude de la structure fine du rayonnement α émis par RAc a permis d'observer les raies ci-dessous [3] :

Tableau I.

Raies α.	Énergie (keV).	Intensité (pour 100).	Raies α.	Énergie (keV).	Intensité (pour 100).
10.....	5 651	~ 2	4.....	5 922	~ 2
9.....	5 704	15	3.....	5 952	13
8.....	5 728	~ 1	2.....	5 972	21
7.....	5 749	17	1.....	6 001	5
6.....	5 796	2	0.....	6 030	19
5.....	5 860	4			

2° Spectrographie par diffraction cristalline des rayons γ. — La région spectrale d'énergie inférieure à 100 keV est particulièrement favorable à l'utilisation de cette méthode. Les résultats ci-dessous ont été obtenus [4] :

Tableau II.

λ (U.X.).	$h\nu$ (keV).	Intensité.
156......................	79,5	Faible
218......................	57	Faible
247,5....................	50	Très forte

3° Spectrographie magnétique des électrons secondaires. — *a. Mesures d'énergie.* — Les raies électroniques enregistrées par Hahn et Meitner [5], Surugue [6], Ouang et Surugue [7] dans la région qui nous intéresse actuellement figurent plus loin dans le tableau III avec nos propres résultats.

b. Mesures d'intensité. — La raie correspondant à la conversion du rayonnement de 61,6 keV dans le niveau L_I (L_{II} dans l'hypothèse présentée ci-dessous) a une intensité de 4.10^{-4} électrons/désintégration [7].

Celle résultant de la conversion dans L_I du rayonnement de 50 keV aurait par comparaison avec la précédente une intensité 20 fois plus faible [7].

4° Intensité du rayonnement γ de 50 keV. — La mesure absolue du nombre de photons par désintégration a donné les valeurs [8] :

Tsien..........................	$3,0 \pm 0,6.10^{-2}$
Bachelet et Savel..............	$5 \pm 2,5.10^{-2}$
Riou...........................	$2,9 \pm 0,8.10^{-2}$

2. Confrontation des résultats anciens. — 1° Structure fine α et énergies γ. — Les données de la structure fine ne sont pas en contradiction avec les valeurs des énergies γ, mais les limites d'erreur sont telles qu'un schéma de niveaux ne peut pas être établi avec certitude, particulièrement en ce qui concerne les deux premiers niveaux au-dessus du niveau fondamental.

TABLEAU III.

Hahn et Meitner.		Surugue.		Ouang et Surugue.					
HR.	I.	HR.	I.	HR.	I.	HR.	Intensité.	Énergie. (keV).	Observations.
–	–	–	–	–	–	351,6	tf	10,77	
*378	20	359	0,25	–	–	362,4	m	11,43	
–	–	–	–	–	–	377,7	tf	12,41	
–	–	383	0,05	–	–	389,0	f	13,15	
*407	30	416	< 0,05	–	–	408,7	F	14,48	
*429	20	(430)	< 0,05	–	–	432,7	m	16,21	
–	–	525	1,5	529	6	–	–	–	(¹)
534	50	540	0,05	540 }	1,7	{ 543,8	F	25,40	Raie large
*543	20	549	0,1	549 }		{ 551,8	F	26,13	
551	15	557	0,05	557	0,7	560,6	m	26,95	Raie large (double)
*561	10	568	0,05	568	< 0,5	570,2	m	27,86	
*571	25	578	0,3	575	1,9	580,9	F	28,88	
*580	15	587	0,1	585	1,1	589,8	m	29,75	
*590	30	598	0,06	597	2,2	601,4	F	30,90	Raie large
*596	20	607	0,05	603	< 1	609,6	F	31,72	
*611	15	616	0,07	615	1	620,6	m	32,85	
624	15	–	–	–	–	–	–	–	
630	40	631	0,7	635	14,4	638,6	F	34,72	
–	–	–	–	640	1	–	–	–	
652	10	662	0,2	666	2	660	tf	37,0	
675	10	678	0,05	677	1	683	tf	39,5	
–	–	(696)	< 0,05	–	–	–	–	–	
707,5	90	711	10	711	45	714,4	tF	43,10	
732	100	736	60	736	265	740,2	tF	46,14	(²)
–	–	–	–	–	–	747,7	f	47,04	
759	20	763 }	0,6	–	–	{ 767,4	F	49,43	Raie large ; (³)
–	–	768 }				{ 774,7	m	50,34	(³)
–		784	0,1	–	–	–	–	–	
		793	0,05	–	–	798,1	m	53,28	
822,5	70	825	0,4	–	–	826,8	F	56,99	
–	–	830	0,05	–	–	833,4	F	57,85	
846	50	852	4,5	–	–	853,5	F	60,53	(⁴)
–	–	859	0,07	–	–	860,5	f	61,47	

(¹) Sur nos clichés obtenus avec une source fraîche de RAc on n'observe aucune raie à cet endroit (*fig.* 1). Au fur et à mesure que les descendants s'accumulent on voit apparaître une raie de HR = 529,2 Oe. cm. Hahn et Meitner ont observé dans le spectre de l'Ac $X \to$ An une raie intense de HR = 524 Oe.cm.

(²) Avec une source de RAc exempte de dérivés, nous obtenons le rapport des intensités des raies de HR = 714,4 et HR = 740,2 Oe.cm égal à 9 : 10 en parfait accord avec les valeurs données par Hahn et Meitner (90 : 100) : lorsque les descendants s'accumulent, la raie de HR = 740,2 augmente d'intensité par rapport à la raie de HR = 714,4 (*fig.* 2), Hahn et Meitner ont observé dans le spectre de l'Ac$X \to$ An une raie intense de HR = 732 Oe.cm.

(³) Surugue attribue ces deux raies au dépôt actif : nous les classons dans le spectre RAc $\to$ Ac X.

(⁴) Cette raie, appartenant au spectre RAc$\to$Ac X, coïncide avec une raie d'un descendant; Hahn et Meitner donnent dans le spectre de l'Ac$X \to$ An une raie intense de HR = 845 Oe.cm.

* Mesures peu précises.

( ) Raies observées par Surugue mais auxquelles il n'a pas attribué d'origine.

2° DIFFRACTION. SPECTROGRAPHIE DES ÉLECTRONS SECONDAIRES. — La diffraction met en évidence l'anomalie la plus apparente : Alors que divers rayonnements γ avaient été déduits des spectres magnétiques d'électrons et parmi eux un rayonnement très intense de 61 keV, une seule raie diffractée présente une grande intensité, celle de 50 keV. La diffraction ne donne pas de raie de 61 keV, tandis qu'on ne peut trouver dans les spectres magnétiques que des raies faibles qui correspondent à l'émission intense de photons de 50 keV. A ce rayonnement correspondrait un rapport $\frac{N e L_1}{N\gamma} = 7.10^{-4}$ très inférieur aux valeurs habituelles dans ce domaine d'énergie [1], [7] (en prenant $N\gamma = 3.10^{-2}$).

3. Nouvelles mesures et leur interprétation.

1° PRÉPARATION DES SOURCES DE RAc. — Hagemann [8] a établi, en vue de la séparation et

TABLEAU IV.

Energies (keV).			Rayonnements γ.		
Electrons de conversion.	Niveau $Z = 88$.	$h\nu$.	$h\nu$ valeurs moyennes.	Nature, polarité.	
10,77	19,23 (L_{I})	30,00	29,97	E2	Rapport des intensités exp. $L_{II} : L_{III} = 1 : 3$ (L_{I} très faible) calculé par extrapolation : $L_{II} < L_{III}$
11,43	18,48 (L_{II})	29,91			
14,48	15,44 (L_{III})	29,92			
25,40	4,66 ($M_{I,II}$)	30,06			
26,13	3,79 (M_{III})	29,92			
28,88	1,13 ($N_{I,II}$)	30,01			
29,75	0,20 (O_{II})	29,95			
12,41	19,23 (L_{I})	31,64	31,64	E2 (1)	Rapport des intensités (2) exp. $L_{II} : L_{III} = 1 : 3$ (L_{I} très faible) calculé par extrapolation : $L_{II} < L_{III}$
13,15	18,48 (L_{II})	31,63			
16,21	15,44 (L_{III})	31,65			
26,95	4,66 ($M_{I,II}$)	31,61			
27,86	3,79 (M_{III})	31,65			
30,90	19,23 (L_{I})	50,13	50,16	E1	Rapport des intensités exp. $L_{I} : L_{II} : L_{III} = 7 : 8 : 10$ calculé = 96 : 85 : 100 (3)
31,72	18,48 (L_{II})	50,20			
34,72	15,44 (L_{III})	50,16			
43,10	18,48 (L_{II})	61,58	61,63	E2	Rapport des intensités (4) exp. $L_{II} : L_{III} =$ 9 : 10; H et M = 90 : 100; O et S = 17 : 100; calculé = 116 : 100
46,14	15,44 (L_{III})	61,58			
56,99	4,66 ($M_{I,II}$)	61,65			
57,85	3,79 (M_{III})	61,64			
60,53	1,13 ($N_{I,II}$)	61,66			
61,47	0,20 (O_{II})	61,67			
49,43	19,23 (L_{I})	68,66	68,67	(5)	
50,34	18,48 (L_{II})	68,62			
53,28	15,44 (L_{III})	68,72			

(1) La raie de conversion en $N_{I,II}$ (30,50 keV) doit être cachée par la raie de 30,90 keV qui est, d'ailleurs, une raie large; de même pour la raie O_{II} (31,43 cachée par 31,72).

(2) Les raies de conversion du rayonnement de 29,97 keV sont, pour les niveaux correspondants, toujours plus intenses que les raies de conversion du rayonnement de 31,64 keV. Comme les coefficients de conversion de ces deux rayonnements doivent avoir sensiblement la même valeur, étant donné le faible écart des énergies, on doit conclure que la transition de 29,97 keV est plus fréquente que celle de 31,64 keV.

(3) Les raies de conversion de ce rayonnement dans les niveaux $M_{I,\ II,\ III}$ sont cachées par la raie très intense de 46,14 keV; la raie de 47,04 keV correspond, peut-être, à la conversion de ce rayonnement dans les niveaux M_{IV} (46,92) et M_{V} (47,07).

(4) La détermination du rapport des intensités $\frac{L_{II}}{L_{III}}$ ne peut pas être très précise parce qu'il y a une raie dans le spectre des produits descendants qui coïncide avec la raie de 46,14 keV. Ce fait explique le faible rapport trouvé par O et S. Il semble que la source de RAc employée par ces auteurs contenait déjà un pourcentage important de dérivés de RAc.

(5) Dans la zone spectrale que nous avons examinée restaient à classer les raies suivantes : 32,85 (m), 37,0 (tf) 39,5 (tf) 49,43 (F), 50,34 (m) et 53,28 (m) keV. On serait tenté de classer les trois dernières raies comme correspondant à la conversion d'un dipôle électrique : cette interprétation se heurte pourtant au fait qu'un tel rayonnement n'a pas été observé par diffraction cristalline.

On doit remarquer encore que certaines raies, surtout dans la région de HR 543,8 à 638,6 sont peut-être la superposition de raies correspondant à la conversion de plusieurs rayonnements.

de la purification de l'actinium produit par irradiation neutronique du radium, les courbes d'extraction avec une solution benzénique de TTA (thénoyltrifluoroacétone) de Tl, Po, Bi, Pb, Ra, Ac et Th.

Des résultats de cet auteur, il ressort que à pH 1 seul Th est extrait, les autres éléments ne s'extrayant qu'à des pH plus élevés. L'application de ces données nous a permis de préparer à partir d'une solution de lanthane actinifère contenant 2 mC de Ac, 250 mg de La Cl_3 et 10 mg de Ba Cl_2 dans 2 cm^3 HCl N/10, plusieurs sources de RAc sans matière et exempt de dérivés.

RAc était extrait de la solution-mère par une solution benzénique 0,25 M de TTA (agitation 30 mn). Puis la phase benzénique était décantée et lavée, deux fois pendant 5 mn, avec HCl N/10. RAc était ensuite réextrait avec un petit volume de HCl 2N que l'on agitait pendant 15 mn avec la solution organique. Après lavage avec du benzène pur, une partie de la solution chlorhydrique de RAc était

évaporée sous une lampe à infrarouge dans une rainure de 25 × 1 × 0,5 mm pratiquée sur une plaquette de plexiglas. Après accumulation de RAc dans la solution HCl N/10 de lanthane actinifère, on pouvait procéder directement à une nouvelle extraction.

2° Nouvelles mesures avec un spectrographe magnétique a grande dispersion. — L'utilisation de l'aimant permanent pour l'étude des rayons β de Bellevue a permis d'obtenir des spectres d'électrons secondaires avec une dispersion élevée. Les raies obtenues figurent dans le tableau III, page 46 (colonnes 7, 8, 9). Pour la mesûre des HR, nous avons utilisé comme étalons les raies A — HR 533,66 et F — HR 1388,55 du spectre d'électrons de conversion du Th (B + C + ...) [10].

Compte tenu des énergies de liaison connues maintenant avec une précision satisfaisante [11], l'interprétation des spectres ne laisse place à aucune ambiguïté (tableau IV).

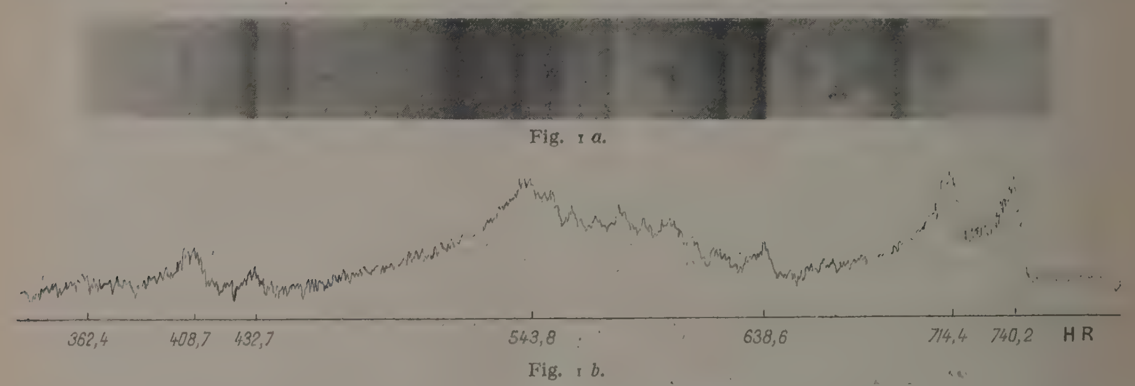


Fig. 1 *a*.

Fig. 1 *b*.

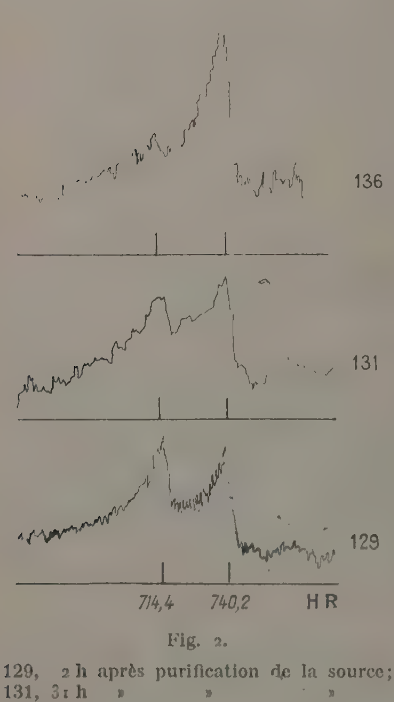


Fig. 2.

129, 2 h après purification de la source;
131, 31 h » » »
136, 33 j » » »

3° Schéma des niveaux. — Les résultats ci-dessus permettent de préciser le schéma (*fig.* 3) suggéré par l'étude de la structure fine α (tableau I).

Dans le spectre α on trouve, entre les différentes raies, plusieurs intervalles de 30, 50 et 60 keV environ. Pourtant, le fait que les rayonnements γ que nous avons classés sont les plus intenses porte à croire qu'ils doivent correspondre à des passages entre des niveaux rapprochés du niveau fondamental. C'est pourquoi nous mettons en jeu seulement les niveaux correspondant aux raies α_0, α_1, α_2 et α_3 pour interpréter ces rayonnements γ.

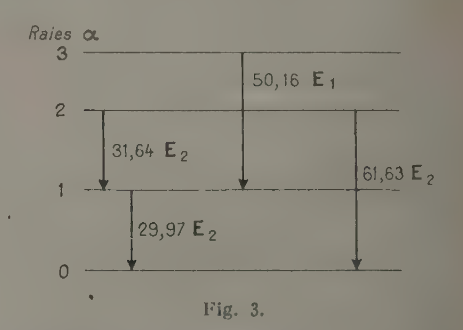


Fig. 3.

On remarquera que la somme des énergies des deux rayonnements de 29,97 et 31,64 keV, égale à 61,61 keV, équivaut à l'énergie du rayonnement de 61,63 keV (la différence de 20 eV étant inférieure aux erreurs de mesures sur les trois raies).

La diffraction cristalline a mis en évidence, dans la région située au-dessous de 100 keV, outre le rayonnement très fort de 50 keV deux rayonnements faibles de 57 et 79,5 keV. Les raies de conversion *L* du rayonnement de 57 keV tombent dans la région de HR 660 à 700; on y observe quelques raies

très faibles, mais leur mesure est trop imprécise pour permettre d'affirmer qu'il s'agit, en effet, des raies de conversion de ce rayonnement.

Les raies de conversion du rayonnement de 79,5 keV sont voisines de raies intenses ou moyennes, ce qui rend difficile leur observation. On doit en tout cas remarquer que le passage du niveau 3 au niveau fondamental correspond à $50,16 + 29,97 = 80,13$ keV en bon accord avec la détermination par spectrographie cristalline. Il est probable, par conséquent, que le rayonnement émis dans ce passage est un dipôle électrique ayant, comme tel, un coefficient de conversion très faible.

4° Conversion interne. — Les résultats obtenus sont satisfaisants quant aux énergies et aux rapports d'intensités entre les raies correspondant à la conversion interne de chaque rayonnement γ dans différents niveaux.

Les rayonnements de 29,97, 31,64 et 61,63 keV étant classés comme E 2 sont fortement convertis. Ils correspondent à des nombres de photons $N\gamma$ très petits, tels que ces photons ne sont pas observables par diffraction.

Par contre, le rayonnement de 50 keV, classé comme E 1, doit avoir un rapport $\frac{Ne}{N\gamma}$ beaucoup plus petit.

Les données de la structure fine α, la nature et la polarité, déterminées ci-dessus, des rayonnements de 50 et 61,6 keV permettent d'établir que le rayonnement de 50 keV a un coefficient de conversion conforme aux prévisions théoriques.

Pour le calculer, nous admettrons quelques hypothèses simplificatrices. D'abord, nous ne tiendrons compte que de la partie du schéma de niveaux constituée par le niveau fondamental et les trois premiers niveaux (*fig.* 3), en négligeant les passages des niveaux supérieurs vers les niveaux 3 (départ du rayonnement de 50 keV) et 2 (départ du rayonnement de 61,6 keV).

Nous admettrons ensuite que le niveau 3 se désexcite seulement par le passage $3 \rightarrow 1$ car on n'a pas observé de rayonnement correspondant au passage $3 \rightarrow 2$ et le rayonnement $3 \rightarrow 0$ est très faible par rapport à $3 \rightarrow 1$. En ce qui concerne le niveau 2, nos recherches montrent qu'il peut se désexciter directement vers 0 ou par la cascade $2 \rightarrow 1 \rightarrow 0$. Nous affecterons des probabilités égales à ces deux processus.

Nous pouvons alors calculer le rapport théorique des intensités des raies HR 601,4 et HR 714,4 en utilisant seulement comme données expérimentales les intensités des niveaux 3, 2 et 1 de la structure fine α (tableau V).

Expérimentalement, nous avons trouvé ce rapport égal à $\frac{1}{3}$ (*fig.* 1). Ce parfait accord doit d'ailleurs être considéré comme fortuit, étant donné les hypothèses simplificatrices que nous avons faites. Cependant, Hahn et Meitner, déjà, avaient trouvé pour les intensités des deux raies les valeurs 30 et 90 [5].

On peut donc considérer comme cohérents les résultats concernant la région que nous avons étudiée des spectres de RAc et notamment, on peut conclure que le rapport entre le coefficient de conversion du rayonnement γ de 50 keV (E 1) et celui du rayonnement de 61,6 keV (E 2) est normal

Tableau V.

Rayonnement γ de 50 keV (E 1).

Intensité structure fine α — niveau 3	13 %
Intensité structure fine α — passage $3 \rightarrow 1$	13 %
$\frac{NeL}{N\gamma}$ (théorique)	$\simeq 0,6$
NeL (théorique)	$\simeq 5$ %
NeL_{I} (raie HR 601,4)	$\frac{NeL}{3} = \frac{5}{3} \simeq 1,7$ %

Rayonnement γ de 61,6 keV (E 2).

Intensité structure fine α — niveau 2	21 %
Intensité structure fine α — passage $2 \rightarrow 0$	$\frac{21}{2} = 10,5$ %
$\frac{NeL}{N\gamma}$ (théorique)	$\simeq 80$
NeL (théorique)	~ 10 %
NeL_{II} (raie HR 714,4)	$\frac{NeL}{2} = \frac{10}{2} \simeq 5$ %

$$\frac{Ne\,(\text{HR } 601,4)}{Ne\,(\text{HR } 714,4)}\,(\text{théorique}) \simeq \frac{1,7}{5} \simeq \frac{1}{3}.$$

Manuscrit reçu le 18 juillet 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

[1] Frilley M., Surugue J. et Tsien San-Tsiang. — *J. Physique Rad.*, 1946, **7**, 350.

[2] Gellman H., Griffith B. A. et Stanley J. P. — *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 1944.

[3] Rosenblum S., Valadares M., Perey M. et Guillot M. — Mesures effectuées au Laboratoire du Grand aimant permanent à Bellevue, publiées dans *Tables of Isotopes*, 1952, par Hollander, Perlman et Seaborg.

[4] Frilley M. — *J. Physique Rad.*, 1940, **1**, 34.

[5] Hahn O. et Meitner L. — *Z. Physik*, 1925, **34**, 795.

[6] Surugue J. — *Ann. Physique*, 1937, **8**, 484.

[7] Ouang Te-Tchao et Surugue J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1944, **218**, 591.
Ouang Te-Tchao, Surugue J. et Perey M. — *C. R. Acad. Sc.*, 1944, **218**, 190.

[8] Tsien San-Tsiang. — *C. R. Acad. Sc.*, 1943, **217**, 685.
Bachelet M. et Savel P. — *Cahiers de Physique*, 1944, **19**, 51.
Riou M. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 185.

[9] Hageman. — *J. Amer. Chem. Soc.*, 1950, **72**, 768.

[10] Craig. — *Phys. Rev.*, 1952, **85**, 688.
Lindström. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 465.

[11] Cauchois Y. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 113.

EXPOSÉS ET MISES AU POINT BIBLIOGRAPHIQUES

LES ÉMISSIONS RADIOÉLECTRIQUES D'ORIGINE GALACTIQUE OU EXTRAGALACTIQUE

Par Maurice DUFAY,
Docteur ès sciences.

Sommaire. — Après un bref historique des premières observations du bruit radioélectrique galactique et un rappel des premières interprétations, on présente un résumé des travaux récents relatifs aux sources de bruit discrètes. Les résultats concernant l'identification de ces sources, leur diamètre apparent, leur spectre d'émission, leur distribution dans la galaxie sont successivement envisagés. On discute ensuite de l'origine du rayonnement galactique général : effet de sources discrètes multiples ou contribution du gaz interstellaire. Enfin on mentionne les observations de la radiation 1420 Mc/s de l'hydrogène neutre. La bibliographie des publications récentes est donnée.

I. — La découverte du rayonnement galactique général et des sources discrètes.

Le rayonnement galactique général, historique bref, premières théories. — Les premières observations du bruit radioélectrique d'origine galactique remarqué par Jansky en 1932, ont été effectuées sur des fréquences s'étendant de 9,5 à 162 Mc/s (Jansky, 20,6 Mc/s; Friis et Feldman, 9,5, 18,6 et 31 Mc/s; Reber, 162 Mc/s).

Les observations de Reber (1940) et celles de Hey, Parsons et Phillips (1946, 64 Mc/s) ont permis à ces auteurs de tracer une carte de l'intensité du bruit (radioisophotes) dans une zone assez étendue de la sphère céleste.

On observe sur celle-ci une concentration générale du rayonnement dans le plan galactique (avec un maximum principal dans le Sagittaire et un maximum secondaire dans le Cygne) et un gradient négatif prononcé vers les pôles.

La brillance (dans une direction déterminée) croît en même temps que la longueur d'onde et suit la loi de variation

$$B = KF^{-0,4} \qquad \text{ou} \qquad T_B = \frac{\lambda^2 B}{2K} = K' F^{-2,4}$$

(fréquence F, température de brillance T_B) établie par Moxon (1946), Herbstreit et Johler (1948).

Les premières suggestions émises concernant l'origine du bruit galactique — rayonnement thermique des étoiles les plus communes (Jansky); poussières interstellaires (Langer) — ont été rapidement abandonnées. La possibilité d'un rayonnement interstellaire (Reber) par un mécanisme d'absorption-émission par transitions free-free d'électrons dans un gaz d'hydrogène ionisé a été plus longuement discutée. En fait, si cette théorie permet de rendre compte des températures de brillance observées aux fréquences élevées (à 20 Mc/s, $T_B = 20\,000^{\circ}$ K), elle conduit (Townes) à des températures électroniques beaucoup trop fortes (150 000° K) aux fréquences basses ($\lambda = 20$ m).

Pour rendre compte des faits expérimentaux il est donc nécessaire d'abandonner ce mécanisme ou de lui en superposer un autre. Le développement des connaissances sur le radiobruit solaire a conduit certains auteurs à considérer le rayonnement galactique général comme dû à l'effet intégré d'un grand nombre de sources largement réparties dans la galaxie. Si, d'après Unsöld, Grenstein, Henyey et Keenan, ces sources ont une activité analogue à celle du Soleil perturbé, l'intensité de leur rayonnement devrait être 10^{11} fois plus intense que celles observées au cours des flambes solaires.

La découverte de sources de bruit discrètes a remis en question toutes les idées émises et conduit à de nouveaux développements théoriques.

La découverte des sources discrètes, théories proposées. — C'est en 1946 que Hey, Parsons et Philipps observèrent dans le Cygne ($\lambda = 5$ m) une région de faible diamètre ($< 2^{\circ}$) sujette à des fluctuations irrégulières de courte durée qui comme on le verra plus loin sont d'origine ionosphérique.

La découverte de la source du Cygne fut confirmée par Bolton et Stanley ($\lambda = 3$ m) (1948) qui observèrent également d'autres sources localisées, notamment Taurus A qu'ils identifièrent avec la nébuleuse du Crabe N.G.C. 1949. Une source dans Cassiopée, plus intense que celle du Cygne, fut observée en 1948 par Ryle et Smith (80 Mc/s).

Les parallaxes ne sont pas mesurables et le rayonnement n'est pas polarisé (Ryle et Smith, 1948).

Les sources discrètes ont été initialement considérées comme des objets galactiques ponctuels comme les étoiles, caractérisés par une forte émission radioélectrique et une faible émission lumineuse. La température apparente peut dans ces conditions atteindre 10^{11} °K (Soleil calme 10^6 à 10^{10} °K). Pour expliquer ces tem-

pératures aussi élevées, on a proposé deux mécanismes déjà appliqués au rayonnement du Soleil (Ryle [1]) :

— un mécanisme par émission *thermique* (free-free) de particules à température cinétique très élevée, bien plus forte que celles que l'on trouve dans le Soleil;

— une émission non thermique par oscillation de plasma qui pour une température cinétique bien plus faible que la température de brillance est beaucoup plus intense que dans le cas d'une agitation électronique désordonnée.

Certains auteurs (Ryle [1], Unsöld [2], Alfven et Herlofson [3], Kiepenheuer [4]) ont établi une relation entre le rayonnement radioélectrique et les rayons cosmiques. La température observée de 10^{11} °K correspond en effet à une énergie de 10^{10} eV qui peut être celle des électrons de rayons cosmiques. Le rayonnement pourrait être émis par ces électrons de grande énergie en déplacement spiral dans le champ magnétique d'un gaz ou d'une étoile.

Signalons d'autres hypothèses émises :

— celle de Swann : conversion de l'énergie par induction lors de la variation du flux produit par la variation de surface des taches émissives;

— celle de Babcook [5] : étoile à champ magnétique intense (10^4 gauss);

— celle de Haeff [6] : rotation différentielle de couches polaires et équatoriales.

En fait, ces divers mécanismes doivent être confrontés avec les résultats expérimentaux récents qui remettent en question la nature stellaire des sources. La détermination de la nature physique de celle-ci reste en effet le problème fondamental.

II. — Les sources discrètes.

Techniques expérimentales. — La découverte des sources localisées a conduit les expérimentateurs à améliorer le pouvoir de résolution de leurs instruments et à utiliser des techniques plus précises.

C'est ainsi que s'est développée la technique interférométrique qui a été utilisée sous deux formes :

— Aérien directif à une hauteur h au-dessus de la mer (méthode australienne, Bolton et ses collaborateurs utilisent un paraboloïde de 6 m). Le diagramme de rayonnement obtenu est analogue aux franges de Lloyd. La méthode est applicable aux faibles déclinaisons et introduit une importante correction de réfraction.

— Méthode interférométrique analogue à celle utilisée par Michelson pour la mesure du diamètre apparent des étoiles. Les deux systèmes d'aériens directifs identiques sont sur une ligne E. W. à la distance d et le diagramme de rayonnement est représenté par

$$\Phi = \frac{2\pi d}{\lambda} \sin H \cos \delta.$$

Les sources sont observées au voisinage de leur passage au méridien.

L'ascension droite est donnée par le temps de passage au méridien, la déclinaison par la périodicité $t = t_0$ sec δ obtenue sur l'enregistrement du passage. Les mesures de position sont sujettes aux erreurs d'orientation, de collimation, de fluctuations internes de l'enregistreur qui sont discutées dans un article récent de Smith [7]. Dans tous les cas, des erreurs peuvent être introduites du fait de sources voisines. Néanmoins la précision de relèvement obtenue aujourd'hui atteint la minute d'arc. Pour l'augmenter, en jouant sur la distance d, les australiens utilisent la technique des relais hertziens pour réunir au récepteur les deux aériens [8].

Le diamètre apparent d'une source se manifeste par la profondeur des minima observés. Des techniques spéciales (interféromètres doubles) ont été mises au point pour les mesures.

Pour augmenter la sensibilité en éliminant le fond continu dû au rayonnement général, on utilise aujourd'hui couramment la technique de Ryle [9] qui consiste à introduire une inversion de phase de 180° à la période 25 c/s sur l'un des aériens. On commute ainsi 25 fois par seconde les maxima et minima et la modulation 25 c/s obtenue passe dans un détecteur de phase et un ampli sélectif. L'intensité de la source discrète détectée peut dans ces conditions être très faible devant celle du fond continu.

Les mesures absolues d'intensité restent sujettes aux erreurs de calibration et la précision est limitée par le facteur de bruit du récepteur et sa stabilité.

Les appareils à faible résolution n'ont pas perdu leur intérêt et des progrès ont été obtenus également dans ce domaine.

La méthode de calibration continue du radiomètre de Dicke par commutation avec un générateur de bruit a été perfectionnée. Ryle et Vonberg [9] et Hanbury Brown et Hazard [10] ont utilisé une méthode de zéro dans laquelle un générateur de bruit est asservi de façon à limiter les effets des variations de gain et de réponse en fréquence. Steinberg [11] a réalisé une variante de ce sytème dans laquelle on mesure la différence du bruit de la source et du générateur.

Enfin on est conduit à augmenter la bande passante et la constante de temps pour obtenir une grande sensibilité. Celle-ci dépasse maintenant 10^{-25} W/m²/c/s.

Une méthode différentielle analogue a été utilisée par Piddington [12] entre 1000 et 24 000 Mc/s. Le générateur de bruit est alors remplacé par une antenne de référence et le radiomètre mesure la différence de température de brillance des deux régions pointées par les antennes.

A côté de ces perfectionnements dans les méthodes, on s'oriente également vers la construction de réflecteurs paraboliques géants qui, en ayant un pouvoir de résolution amélioré, peuvent être pointés en dehors du méridien. Un paraboloïde de plus de 80 m a été mis en chantier en Grande-Bretagne [13].

Enfin, l'observation de la radiation monochromatique de l'hydrogène a conduit à la mise au point d'une technique particulière permettant de comparer les bruits reçus sur deux bandes de fréquence étroites et rapprochées dont l'une est centrée sur la raie.

Origine des fluctuations. — Les fluctuations dans le Cygne ont été longtemps considérées comme propres à la source même, d'autant plus que les premières observations de la source de Cassiopée n'avaient pas révélé de phénomène analogue.

Les travaux récents ont définitivement établi l'origine ionosphérique de ces fluctuations.

L'expérience cruciale (Little, Lowell et Smith [14] a consisté à étudier la corrélation entre les fluctuations enregistrées en deux stations d'observation à des distances variables. Ces auteurs constatent que sur $\lambda = 6{,}7$ m, la corrélation cesse d'être complète pour une distance supérieure à 20 km et est nulle pour 200 km, ce qui prouve l'origine locale des fluctuations.

Ryle et Hewish [15] ont étudié d'autre part, pour plusieurs sources, les variations de l'indice de fluctuation $\frac{\Delta I}{I}$ en fonction du temps ($\lambda = 3{,}7$ et $6{,}7$ m). On constate ainsi un décalage entre les courbes relatives aux différentes sources suivant leur ascension droite. On n'observe pas de variation annuelle, mais on met en évidence une variation diurne avec un maximum marqué des fluctuations vers 1 h de temps local.

Les travaux plus récents sur des longueurs d'onde différentes ont confirmé l'origine ionosphérique des fluctuations du Cygne [16], [17], [18].

On admet que ces fluctuations sont produites dans des nuages irréguliers de la couche F agissant comme des réseaux de phase [19]. Tandis que la théorie habituelle de la scintillation optique fait intervenir la réfraction et exige des gradients élevés de densité, la théorie de Little repose sur la diffraction de densité et conduit à admettre l'existence de zones perturbées d'environ 5 km d'étendue. Le même phénomène explique également les fluctuations relevées dans la position des sources.

Une certaine corrélation entre les échos irréguliers sur F_2 et les fluctuations a été notée [20] et confirme la localisation de la perturbation dans la couche F.

Hewish [20] estime de 2 à 10 km l'étendue des zones irrégulières (forte densité électronique) de la couche F introduisant les variations locales de phase. L'observation des fluctuations sur une base de 1 km montrerait que ces zones se déplaceraient d'un mouvement uniforme de vitesse 100 à 300 M/s.

Quelques bizarreries subsistent néanmoins, ainsi des crochets observés simultanément à grande distance sur les enregistrements des fluctuations, et la question de leur origine solaire ou propre aux sources est encore discutée. Néanmoins, la constance presque permanente du flux émis par les sources discrètes est maintenant bien établie.

Identification des sources discrètes avec des objets connus. — Les travaux récents ont permis de confirmer certaines identifications déjà suggérées et d'en apporter d'autres. La plupart des objets reconnus sont des nébuleuses ou d'anciennes supernovæ. Ils peuvent se classer dans les trois catégories suivantes :

Objets galactiques non usuels :

Taurus A : NGC 1952, nébuleuse du Crabe [21], [22], reste d'une supernova. Vitesse d'expansion, 1100 km/s. Distance, 1000 pc.

Supernova de Tycho-Brahé (Hanbury Brown [23]).
Supernova de Képler (?) (Mills [23]).

D'autre part la source intense de Cassiopée coïncide, d'après les observations de Baade [23], au télescope de 5 m du Mont Palomar avec un objet diffus considéré comme une nébuleuse à filaments à grande vitesse d'expansion analogue à la nébuleuse du Crabe.

Objets extragalactiques non usuels :

Centaurus A : NGC 5128 [21], [22], nébuleuse non résolue à bande noire (peut-être nuage galactique avec étoile centrale d'après Evans).

Virgo A : NGC 4486 [21], [22], nébuleuse elliptique; NGC 1275.

NGC 6451 (d'après Piddington et Minnett ??).

Enfin Baade considère [23] l'intense source du Cygne comme due à deux galaxies en collision.

Galaxies relativement proches. — Le rayonnement de la nébuleuse d'Andromède a été détecté sur $\lambda = 1{,}89$ m par Hanbury Brown et Hazard [10]. L'intensité de cette source paraît être analogue à celle de notre galaxie. Les auteurs estiment que le rayonnement extragalactique total, extrapolé de celui mesuré pour Andromède ne doit représenter qu'une faible fraction (1/100e) du rayonnement reçu.

Les chercheurs de Cambridge auraient également détecté le rayonnement des nébuleuses M 33, M 51 et M 101.

Le plus grand nombre des sources détectées reste néanmoins non identifié. Pour essayer de préciser la nature de ces objets, on mesure maintenant leurs diamètres angulaires et l'on étudie leur spectre et leur distribution statistique.

Diamètre apparent des sources discrètes. — L'étude des sources discrètes par une méthode analogue à celle utilisée pour étudier les sources de bruit associées aux taches solaires n'avait donné jusqu'ici qu'une limite supérieure de leurs dimensions. La scintillation ionosphérique limite d'ailleurs la précision. Une technique nouvelle reposant sur l'utilisation d'un interféromètre double (avec deux bases différentes) ou d'un interféromètre à trois antennes avec « phase switching » a permis aujourd'hui de mesurer des diamètres angulaires de l'ordre de la minute d'arc [22], [24], [25].

Par des méthodes assez semblables, Smith [24] en Angleterre et Mills [22] à Sidney ont ainsi pu au cours de l'année 1951 observer plusieurs sources ayant des diamètres apparents appréciables pouvant atteindre 0°,5.

Des résultats très intéressants, la plupart encore inédits, ont été apportés sur ce sujet au dernier congrès de l'U.R.S.I. tenu à Sidney [23].

Ainsi Mills estime à 1 minute d'arc le diamètre de la source du Cygne ($\lambda = 3$ m, interféromètre avec base de 10 km et câble hertzien), Smith à quelques minutes d'arc celui de la source de Cassiopée. La plupart des sources intenses ont des diamètres angulaires appréciables dépassant la minute.

Bolton, par une combinaison d'interféromètres horizontaux et verticaux, observe d'autre part un type de sources différentes plus étendues et diffuses dont le diamètre peut atteindre quelques degrés. Une trentaine de ces sources ont été reconnues. La distribution de brillance sur certains objets (tel Centaurus A) a pu être étudiée.

Signalons d'autre part que d'après les mesures de Piddington et Minnett [26] sur 1210 Mc/s, une source

diffuse très étendue (dite Cygnus X) est voisine de Cygnus A et coïncide avec le maximum secondaire du rayonnement général observé par Bolton et Westfold [27]. Il est considéré par ces auteurs comme dû à un bras de la spirale galactique. D'après Piddington et Minnett, il s'agirait au contraire d'une source étendue ayant une répartition spectrale indépendante de la longueur d'onde et qui serait due à l'émission thermique d'un gaz ionisé optiquement mince ($n = 20/\mathrm{cm}^3$, $T = 10^{10}$K). On le rapproche du nuage galactique voisin de γ Cygni.

Il est finalement de moins en moins évident que les sources discrètes soient des objets ayant la dimension d'étoiles. Les résultats récents tendent au contraire à montrer qu'il s'agit d'objets nébulaires. Le terme « radioétoile » primitivement employé est à proscrire et doit être remplacé par celui de « source discrète ».

Répartition spectrale de l'émission des sources discrètes. — La réduction des résultats obtenus par divers expérimentateurs permet d'étudier les

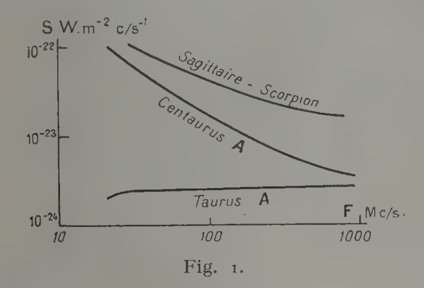


Fig. 1.

variations du flux S des sources les plus intenses entre 18 et 2 000 Mc/s. D'après Kerr et Shain [28], la plupart des sources suivent une loi de la forme

$$S = KF^{-\alpha}, \qquad \text{avec} \quad 1 < \alpha < 1{,}5.$$

Mais la nébuleuse du Crabe (et peut-être Cygnus X comme on l'a vu plus haut) présente un flux sensiblement indépendant de la fréquence [29] (*fig.* 1).

Des mesures faites à 1210 et 3 000 Mc/s (Piddington et Minnett [12]) ont confirmé ces résultats en ce qui concerne les sources du Sagittaire-Scorpion et Taurus A.

Le cas de la nébuleuse du Crabe a été l'objet de plusieurs travaux dont les conclusions sont parfois divergentes.

Piddington et Minnett [12] considèrent qu'il s'agit du rayonnement thermique d'un gaz optiquement mince pour lequel à 1210 Mc/s, on a

$$S = 1{,}8.10^{-23}\ \mathrm{W.m^{-2}.c/s^{-1}},$$

$$T_B = \frac{S\lambda^2}{2K\Omega} = 2{,}4.10^7\ {}^\circ\mathrm{K}, \qquad T_e = \frac{T_B}{1 - e^{-\tau}} < 3{,}8.10^7\ {}^\circ\mathrm{K}.$$

On est ainsi conduit à des vitesses électroniques très élevées.

D'après Van de Hulst [C] et d'autres auteurs [30], [51] le rayonnement radioélectrique observé est 100 fois plus intense que ne le laisserait prévoir le mécanisme par transitions free-free expliquant l'émission optique de la même source. Un tel mécanisme conduit à une intensité de rayonnement bien trop faible si les électrons sont animés de vitesses thermiques.

D'autres auteurs [31] reprenant une hypothèse déjà émise, comme on l'a vu, font intervenir des particules d'énergie très élevée tels que les rayons cosmiques. D'après l'étude de la variation diurne et de la direction d'arrivée, ils suggèrent que la nébuleuse du Crabe peut être une source de rayons cosmiques.

Distribution des sources discrètes. — L'étude statistique de la distribution des sources discrètes peut être conduite de deux points de vue suivant que l'on étudie la répartition des sources discrètes détectées ou celle du rayonnement galactique général considéré au moins partiellement comme l'effet intégré de sources discrètes largement distribuées. Ces études conduisent à orienter leur identification sur un ou plusieurs types d'objets stellaires déterminés.

Un des premiers travaux notables sur la distribution des sources discrètes est celui de Ryle, Smith et Elsmore [32] qui bien que datant de 1950 porte sur 50 sources détectées. D'après ces auteurs, leur distribution ne montre pas de concentration galactique contrairement au rayonnement général. Ils en déduisent ou bien qu'elles se trouvent à des distances faibles du système solaire, ou bien qu'elles sont extragalactiques. Les auteurs penchent pour une origine galactique et estiment que ces « radioétoiles » sont distribuées de façon analogue aux étoiles visibles, bien que les essais d'identification avec des objets visibles soient peu concluants.

Bolton et Westfold [33] ont étudié également la distribution des sources discrètes et examiné l'hypothèse selon laquelle le rayonnement général est dû à des objets extragalactiques. D'après eux le rayonnement par transitions free-free interstellaire est négligeable.

Une étude plus récente de Mills [34] portant sur 77 sources largement distribuées conduit à des conclusions différentes. L'étude a été faite sur la fréquence 101 Mc/s par méthode interférométrique (trois aériens) et « phase switching ». Le classement des sources détectées d'après leur intensité conduit Mills aux résultats suivants :

Sources intenses ($S > 2.10^{-25}\ \mathrm{W.m^{-2}.c/s^{-1}}$) présentant une forte concentration galactique ($|b| < 12°$) sauf Virgo I.

Sources faibles sans concentration galactique, moins nombreuses près du plan galactique parce que masquées par le rayonnement général intense.

L'auteur en arrive ainsi à distribuer les sources dans les deux grandes classes suivantes :

Classe I. — Sources intenses assez rares, à forte concentration galactique, donc *éloignées* (1000 pc). Leur distribution est comparable à celle des novæ. Leur intensité moyenne serait 10^{16} fois celle du Soleil calme, mais leur rayonnement est insuffisant pour que le rayonnement galactique général leur soit attribué.

Cette classe pourrait être constituée de *nébuleuses galactiques* à grand diamètre angulaire. On serait en présence du rayonnement thermique d'un gaz opti-

quement mince, conformément aux vues de Piddington dont nous parlerons plus loin.

On a vu néanmoins que l'on trouve des différences dans le spectre de bruit de ces sources et dans leur diamètre qui peut varier de 1′ à quelques degrés, ce qui fait présumer que le problème est en effet moins simples.

Classe II. — Sources faibles distribuées au hasard. Il peut s'agir soit d'émissions extragalactiques intenses, soit d'émissions galactiques faibles et rapprochées. Dans la deuxième hypothèse, on n'observe pas de corrélation marquée avec les rares objets ne présentant pas de concentration sur le plan galactique. On a par contre identifié quelques sources radioélectriques avec des nébulseuses extragalactiques. Aussi l'origine extragalactique paraît d'après Mills, plus plausible, bien que l'on n'observe pas de rapport net entre la distribution des sources de la classe II et celle des galaxies extérieures.

Dans ce cas les sources de la classe II pourraient contribuer au rayonnement galactique général, notamment près des pôles.

Néanmoins les identifications avec des objets connus ne sont pas encore assez nombreuses pour que l'on puisse se prononcer avec certitude.

On notera en outre que selon certains théoriciens (1) — en particulier Ambarzumian — les sources discrètes pourraient constituer des « protoétoiles », corps à l'origine du processus de formation des étoiles jeunes que l'on rencontre dans les associations d'étoiles multiples. Aucun fait nouveau n'est venu à l'appui de cette hypothèse.

III. — Le rayonnement galactique général.

Répartition du rayonnement galactique dans la Voie Lactée. — La répartition de l'intensité du rayonnement de la Voie lactée en fonction des coordonnées galactiques, connue par les travaux antérieurs de

Reber....................	167 Mc/s [λ = 1,8 m (1944)]
	489 Mc/s [λ = 63 cm (1948)]
Hey, Parsons et Phillips...	64 Mc/s [λ = 4,7 m (1948)]

a fait l'objet de plusieurs mesures plus récentes dont les plus importantes sont celles de :

Bolton et ses coll. [27]....	100 Mc/s [λ = 3 m (1950)]
Allen et Gum [35]........	200 Mc/s [λ = 1,5 m (1950)]
I. Atanasijévic [36].......	255 Mc/s [λ = 1,14 m (1952)]

Des cartes de radioisophotes ont pu ainsi être tracées avec plus de précision dans une gamme de fréquence plus étendue.

On notera que sur la plupart de ces cartes les isophotes ne sont plus symétriques par rapport au plan galactique pour les intensités faibles près de $l = 0°$.

Rayonnement général et sources discrètes. — Westerhout et Oort [37] ont procédé à une étude systématique de l'intensité de rayonnement radioélectrique à attendre (à 100 Mc/s) si l'on admet que le bruit galactique général est dû à un grand nombre d'étoiles de type déterminé et ont comparé les résultats théoriques obtenus avec les mesures de Bolton.

Les étoiles des classes O et B constituant la population I de Baade et celles de la population II (noyaux des spirales et amas globulaires contenant des variables RR Lyrae, hypothèse émise par Unsöld [2]) sont éliminées du fait de leur concentration galactique respectivement trop forte et trop faible. Si par contre on admet pour les étoiles naines K et G, objets les plus abondants de la Voie lactée, une répartition semblable à celle des masses de notre galaxie (modèle de Oort [38] : sphéroïdes et masse centrale avec concentration près du centre), Westerhout et Oort constatent que la distribution du bruit radioélectrique peut être reproduite de façon satisfaisante.

Ainsi, chose paradoxale, la répartition de ces « radioétoiles » serait analogue à celle des objets les plus communs de la galaxie alors que les identifications individuelles des sources détectées conduisent à des objets très singuliers.

Dans ce même travail, les auteurs en viennent à classer les sources discrètes en deux catégories analogues à celles des étoiles géantes et naines :

— sources « géantes » éloignées (> 1000 pc) à concentration galactique prononcée, qui peuvent être les plus brillantes si l'on admet une répartition gaussienne des magnitudes absolues;

— sources communes « naines », proches et sans concentration galactique.

Contribution possible des sources extragalactiques. — L'analyse de Westerhout et Oort [37] laisse subsister une température de brillance résiduelle de 600° K (100 Mc/s) de distribution sphérique. Van de Hulst [39] pense que l'effet combiné des galaxies externes peut donner une brillance mesurable contrairement à l'estimation de Hanbury Brown et Hazard [10] et explique ainsi le rayonnement résiduel loin du plan galactique, en particulier au voisinage de l'anticentre. Ce point de vue est à rapprocher de celui de Mills [34] qui comme on l'a signalé est tenté de considérer les sources de classe II comme des sources extragalactiques intenses.

On considère donc généralement que le rayonnement galactique général peut être attribué à l'effet d'un grand nombre de sources discrètes non détectées, galactiques ou extragalactiques, mais la contribution du gaz interstellaire n'est pas exclue.

Répartition spectrale, contribution du gaz interstellaire. — La répartition spectrale du rayonnement galactique général est connue dans la bande de fréquence 18,3 Mc/s (Shain [40]), 3 000 Mc/s (Piddington et Minnett [12], [41]) et dans la région du plan galactique la température de brillance passe de plus de 10^5 degrés aux grandes longueurs d'onde (9,5 à 18,3 Mc/s) à quelques degrés absolus aux fréquences élevées (F = 200 Mc/s, T = 1190°K; F = 3 000 Mc/s, T = 3° K). La mesure du rayonnement à 1210 et 3 000 Mc/s a été faite récemment et a permis de constater que la loi $B = KF^{-0,4}$ ou $T_B = K'F^{-2,4}$ établie par Herbstreit et Johler [42]

(1) *Voir à ce sujet* V. Kourganoff, *Quelques documents sur la structure de la galaxie.* Conférence à l'Institut d'Astrophysique de Paris.

entre 25 et 110 Mc/s reste à peu près valable (*fig.* 2)

L'étude du rayonnement thermique du gaz interstellaire (émission-absorption) par transitions hyperboliques « free-free » entre électrons et protons a été souvent discutée (Reber, Henyey et Keenan, Van de Hulst, etc.). Elle est délicate du fait que le calcul de la brillance spectrale énergétique $B(F) = \alpha N_e^2$ fait

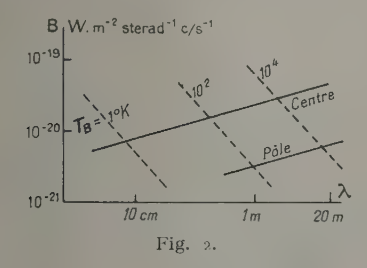


Fig. 2.

intervenir l'épaisseur optique et la densité électronique N.

Il apparaît [43] que si le rayonnement observé aux grandes longueurs d'onde ne peut être dû au gaz interstellaire seul du fait que la température de brillance T_B calculée par la loi de Rayleigh-Jeans est très supérieure à la température effective du gaz (on admet 10 000° K) dans les régions H II où l'hydrogène est ionisé, la contribution du milieu interstellaire devient prépondérante aux faibles longueurs d'onde.

En fait, l'étude théorique peut être compliquée dans l'un des cas suivants :

— Effet d'un champ magnétique. En fait le champ doit avoir une valeur élevée pour que la fréquence gyromagnétique soit atteinte.

— Milieu à constante diélectrique très différente de l'unité (cas de fortes concentrations électroniques).

— Emission thermique.

L'étude a été reprise plus récemment par Piddington [41] qui constate qu'à moins qu'on ne soit

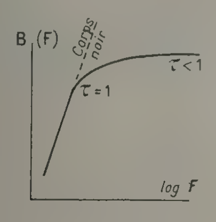


Fig. 3.

dans l'un des trois cas énumérés plus haut, la température de brillance croît en même temps que la fréquence dans le cas de l'émission thermique d'un gaz ionisé. Dans le cas limite d'un gaz ionisé optiquement mince ($\tau < 1$) l'absorption est incomplète), les conditions du corps noir ne sont pas remplies et l'intensité du rayonnement, vite inférieure à celle d'un corps noir, devient indépendante de la fréquence (*fig.* 3).

Ce spectre de brillance étant contraire aux observations, force est de revenir à l'hypothèse stellaire ou nébulaire de l'émission tout au moins pour les grandes longueurs d'onde. Piddington considère que le rayonnement galactique général vient de la superposition du rayonnement des radiosources, prépondérant aux faibles fréquences, et de celui du gaz d'hydrogène ionisé interstellaire, prépondérant aux fréquences élevées,

— Pour 1000 Mc/s, le gaz serait à peu près entièrement responsable de l'émission et se comporterait comme un gaz optiquement mince ($T_e = 10\,000°K$, $T_B = T_e\,(1 - e^{-\tau}) = 5°K, N_0 = 20/cm^3$).

— Pour $F < 50$ Mc/s, le rayonnement des étoiles domine, celui du gaz (corps noir) est négligeable.

— Dans une zone 40-400 Mc/s on se trouverait d'après Piddington dans un des cas spéciaux cités : rayonnement stellaire ou nébulaire d'origine non thermique ou en présence d'un champ magnétique (*fig.* 4).

Aux basses fréquences, le gaz interstellaire se comporte comme un absorbant(¹). L'existence de nuages de gaz concentrés sur le plan galactique expliquerait d'autre part qu'entre 18 et 1200 Mc/s l'intensité décroisse quand on s'éloigne du plan galactique et cela d'autant plus vite que la fréquence est élevée.

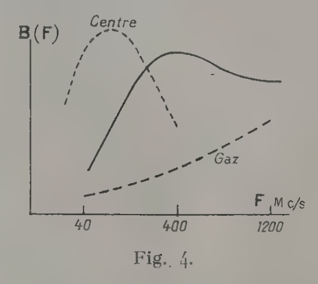


Fig. 4.

Piddington considère que la même interprétation est valable pour les sources à rayonnement constant. On a vu que cette théorie est très discutée dans le cas de Taurus A.

La radiation 1420 Mc/s de l'hydrogène neutre. — Alors que le bruit galactique considéré jusqu'ici possède un spectre de fréquence étendu, le rayonnement de l'hydrogène neutre interstellaire, découvert plus récemment, est monochromatique.

Ce rayonnement correspond à la structure du niveau normal de l'atome d'hydrogène neutre, divisé en deux niveaux hyperfins par renversement du spin de l'électron par rapport à celui du noyau ($F = 0$ et $F = 1$). Le moment total de l'atome est $F = 1$ quand les spins de l'électron et du noyau sont de même sens, et $F = 0$ quand ils sont de sens contraire. Le passage de $F = 1$ à $F = 0$ (niveau dont la durée de vie est très grande) est accompagné d'une raie par rayonnement du dipôle magnétique. La décomposition par effet Zeeman du niveau $F = 1$ en trois sous-niveaux a été étudiée au laboratoire et a permis

(¹) Scheuer et Ryle (M. N. R. A. S., 1953, 113, 3) ont étudié récemment à ce point de vue l'effet des régions H II au voisinage de l'équateur galactique et observé sur 1,5 et 210 Mc/s une région brillante d'environ 2°. Cette région devrait au contraire apparaître obscure aux basses fréquences.

d'obtenir une valeur précise de la fréquence [44] :

$$F_H = 1\,420{,}4051 \pm 0{,}0003 \text{ Mc/s} \qquad (\lambda = 21{,}1 \text{ cm}).$$

La possibilité d'observer cette raie, prévue par Van de Hulst bien avant sa découverte [39], [45] dans les régions H I, dépend de la différence entre la température du rayonnement continu pour la fréquence F_H et celle caractérisant la répartition des atomes H sur les niveaux $F = 1$ et $F = 0$. Suivant sa valeur, la raie peut être observée en absorption ou en émission.

Les observations [46], [47], [48] de la raie en émission ont confirmé ces prévisions. La technique généralement adoptée consiste à utiliser une antenne directive associée à un récepteur à bande passante étroite accordée sur les deux fréquences contrales F_H et $F_H + 150$ kc/s commutées à la fréquence 25 ou 30 c/s. La modulation B.F. obtenue passe dans un ampli à bande étroite et un détecteur de phase. On mesure ainsi directement la différence des températures de rayonnement reçues sur ces deux fréquences.

Un autre dispositif utilisé par Kerr [23] consiste à observer le spectre des fréquences reçues par un récepteur classique à double changement de fréquence suivi de filtres de bande.

Les températures mesurées vers le centre de la galaxie conduisent à un maximum supérieur de 25° à la température du fond continu, de l'ordre de 10° K à cette fréquence. D'après Even [46] la masse émissive paraissant opaque, la température cinétique du gaz dépasserait de peu la température de spin (35°) et l'émission serait due aux chocs entre atomes d'hydrogène.

Les premières observations ont montré que si le rayonnement présente une concentration générale au voisinage du plan galactique, l'intensité de la raie, son profil, sa largeur et sa position en fréquence sont très variables suivant la distance au centre de la voie lactée.

La rotation galactique, à la longitude l et à la latitude b introduit la vitesse radiale

$$v_r = A\,r \sin 2(l - l_0) \cos^2 b \text{ km/s},$$

où r est la distance au Soleil (en parsecs) et K la constante de Oort ($\sim 0{,}017$ km.s.$^{-1}$pc^{-1}). Cette formule simple n'est valable que pour les distances r petites par rapport à la distance du centre de rotation. Elle doit être complétée par d'autres termes pour les distances plus grandes.

Il en résulte un glissement de fréquence pouvant atteindre 1 Mc/s. D'autre part la largeur de la raie est affectée par l'épaisseur de la source émissive.

Christiansen et Hindmann [48] ont en outre observé le dédoublement de la raie sur une portion étendue de l'équateur galactique, dû à la présence de deux régions émissives ayant des vitesses radiales différentes (probablement deux bras de la spirale galactique).

Structure de la galaxie. — Il est inutile de souligner l'importance de l'observation de la raie 21 cm de l'hydrogène neutre dans l'étude de la structure de la galaxie. Les renseignements fournis concernent les nuages de gaz des régions H I qui occupent un volume bien plus grand que les régions H II (où l'hydrogène est ionisé) et ne donnent lieu à aucune émission dans le domaine optique ; les observations ont donc bien plus d'intérêt que celles tirées de l'étude de la distribution du rayonnement galactique général.

On a en effet un moyen d'investigation si l'on

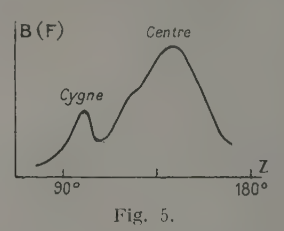


Fig. 5.

admet que le rayonnement reçu dans une certaine direction est en relation avec l'étendue de la matière galactique dans cette direction. Bolton et Westfold [27] ont ainsi déduit de leurs observations sur 100 Mc/s les coordonnées du centre de la galaxie ($l = 325°, 4$, $b = -0°9$), résultat en accord excellent avec ceux obtenus par les méthodes optiques.

Les mêmes auteurs estiment également que l'observation d'un maximum secondaire dans le Cygne (*fig.* 5) suggère que le Soleil se trouve dans un bras d'une galaxie spiralée ou tout au moins au voisinage d'un tel bras. Les observations seraient en faveur du sens de rotation « spires en avant » conforme à la théorie dynamique de Lindblad.

Ch. L. Seeger et R. E. Williamson [49] ont d'autre part essayé de tirer de mesures sur 205 Mc/s la position du pôle et du plan de symétrie de la galaxie. Leurs résultats ont été très discutés.

Bien entendu la possibilité d'un rayonnement d'origine partiellement extragalactique remet en question les résultats obtenus.

Les observations que Müller, Oort et Van de

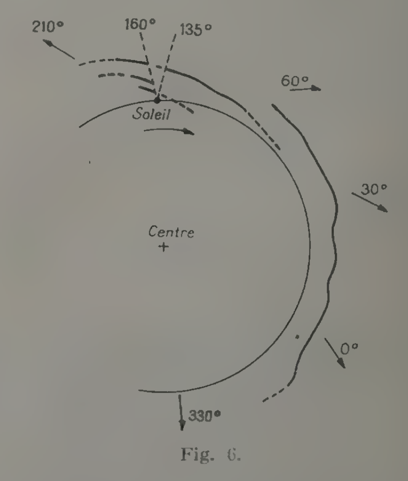


Fig. 6.

Hulst [23], [52] ont exposés au Congrès de l'U.R.S.I. à Sidney à propos de la radiation 21 cm conduisent à des résultats particulièrement intéressants dans l'étude des régions H I, probablement concentrées le long des spires.

L'expérimentation a été faite à l'Observatoire de Leide avec un réflecteur parabolique de 7,5 m. Le contour de la raie, souvent double et même triple, a été relevé dans le plan galactique. Chaque maximum est considéré comme provenant d'une concentration H I distincte et l'échelle de fréquence est traduite en distance au moyen de la formule donnant la vitesse radiale.

Les premières mesures ont permis de tracer une carte du plan de l'équateur galactique (*fig.* 6). Sur celle-ci on n'a pu observer le secteur 135-160° pour lequel la rotation différentielle est trop petite et 220-315° non observable aux Pays-Bas.

Les résultats se rapportent à l'extérieur du grand cercle passant par le Soleil (rayon 9,4 kpc), la région intérieure étant bien plus difficile à interpréter. Les auteurs ont déterminé les points de concentration maximum, minimum et moitié pour des longitudes galactiques distantes de 5 en 5°.

Dans le secteur 160-210°, opposé au centre de la galaxie, on voit apparaître au moins trois bras de spirales dont l'un est tout proche du Soleil et l'autre distant de 2 000 pc. Le troisième bras spirale a pu être observé bien plus loin entre $l = 135°$ et $l = 0°$ jusqu'à une distance au Soleil de l'ordre de 20 000 pc. Une discontinuité importante apparaît vers $l = 50°$ (*fig.* 6). Contrairement à la théorie de Lindblad et aux observations citées plus haut [27], la rotation se ferait « spires en arrière ».

On remarquera que le modèle de galaxie construit à partir des données plus fragmentaires des régions H II (par observation de H_γ) par W.W. Morgan, Sharpless et Osterbrock [50] s'accorde assez bien avec la carte des astronomes néerlandais.

Manuscrit reçu le 8 juillet 1953.

BIBLIOGRAPHIE.

Pour la bibliographie des publications antérieures à 1950-1951, on pourra consulter les Ouvrages généraux suivants :

[A] Bibliography of extraterrestrial radio noise. Commission V. Cornell University, 15 août 1950 (L'ouvrage donne un sommaire de tous les travaux cités).
[B] Bruit radioélectrique solaire et galactique. Rapport spécial n° 1 de l'U.R.S.I., Bruxelles, 1950.
[C] Van de Hulst H. C. — A course in Radio-Astronomy, Leiden, 1951 (ronéotypé).
[D] Lovell B. and Clegg J. A. — Radio Astronomy, London, 1952.

En ce qui concerne l'étude théorique des transitions hyperboliques free-free, *voir* :

Kramers H. A. — *Phil. Mag.*, 1923, **46**, 836.
Denisse J. F. — *J. Physique Rad.*, 1950, **11**, 164.

[1] Ryle M. — *Proc. Phys. Soc.*, 1949, **62**, 483 et 491.
[2] Unsöld A. — *Nature*, 1949, **163**, 489.
[3] Alfven H. et Herlofson N. — *Phys. Rev.*, 1950, **78**, 616.
[4] Kiepenheuer K. O. — *Astron. J.*, 1950, **55**, 172.
[5] Babcock H. W. — *Phys. Rev.*, 1948, **74**, 489.
[6] Haeff. — *Phys. Rev.*, 1949, **75**, 1546.
[7] Smith F. G. — *M. N. R. A. S.*, 1952, **112**, 497.
[8] Research activities of the radiophysics laboratory C.S.I.R.O., août 1952.
[9] Ryle M. et Vonberg D. D. — *Proc. Roy. Soc.*, 1948, **193**, 98.
[10] Hanbury Brown R. et Hazard C. — *M.N.R.A.S.*, 1951, **3**, 358.
[11] Steinberg J. L. — *L'Onde électrique*, novembre-décembre 1952.
[12] Piddington J. H. et Minnett H. C. — *Aust. J. Sc. Res.*, A, 1951, **4**, 459.
[13] Lovell A. C. B. — *London Calling*, août 1952.
[14] Little C. G. et Lovell A. B. C. — *Nature*, 1950, **165**, 422.
[15] Ryle M. et Hewish A. — *M.N.R.A.S.*, 1950, **110**, 382.
[16] Seeger Ch. L. — *J. Phys. Res.*, 1951, **56**, 239.
[17] Hanbury Brown R. et Hazard C. — *M.N.R.A.S.*, 1951, **3**, 576.
[18] Mills B. Y. et Thomas A. B. — *Aust. J. Sc. Res.*, *A*, 1951, **4**, 158.
[19] Little C. G. — *M.N.R.A.S.*, 1951, **111**, 289.
[20] Hewish A. — *Proc. Roy. Soc.*, *A*. 1952, **214**, 494.
[21] Bolton J. G. et Stanley G. J. — *Aust. J. Soc. Res. A*, 1949, **2**, 139.
[22] Mills B. Y. — *Aust. J. Sc. Res.*, *A*, 1952, **5**, 456.
[23] *Congrès de l'U.R.S.I. tenu à Sidney en* 1952. On en trouvera un bref compte-rendu par J. F. Kerr dans *Sky and Telescope*, 1953, **12**, 59.
[24] Ryle M. — *Proc. Roy. Soc.*, *A*, 1952, **211**, 351.
[25] Smith F. G. — *Proc. Roy. Soc.*, *B*, 1952, **65**, 971.
[26] Piddington J. H. et Minnett H. C. — *Aust. J. Sc. Res. A*, 1952, **5**, 17.
[27] Bolton J. G. et Stanley G. J. — *Aust. J. S. Res.*, *A*, 1950, **3**, 19 et 251.
Bolton J. G. et Westfold K. G. — *Nature*, 1950, **165**, 251.
[28] Kerr et Shain. — *Proc. Inst. Rad. Eng.*, 1951, **39**, 230.
[29] Stanley G. J. et Slee O. B. — *Aust. J. Sc. Res.*, A, 1949, **2**, 139.
[30] Kahn F. D. — *M.N.R.A.S.*, 1952, **112**, 514.
[31] Sekido Y., Masuda T., Yoshida S. et Wada M. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 658.
[32] Ryle, M., Smith F. G. et Elsmore B. — *M.N.R.A.S.*, 1950, **110**, 508.
[33] Bolton J. G. et Westfold K. G. — *Aust. J. Sc. Res. A*, 1951, **4**, 476.
[34] Mills B. Y. — *Aust. J. Sc. Res.*, *A*, 1952, **5**, 266.
[35] Allen C. W. et Gum C. J. — *Aust. J. Sc. Res.*, *A*, 1950, **3**, 224.
[36] Atanasijevic I. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **235**, 130.
[37] Westerhout G. et Oort J. H. — *B.A.N.*, 1951, **11**, 323.
[38] Oort H. J. — *B.A.N.*, n° 338, 1950.
[39] Van de Hulst H. C. — *Ned. Tidj. Voor. Natur.*, 1945, **11**, 201.
[40] Shain. — *Aust. J. Sc. Res.*, *A*, 1951, **42**, 581.
[41] Piddington J. H. — *M.N.R.A.S.*, 1951, **111**, 45.
[42] Herbstreit J. W. et Johler J. R. — *Nature*, 1948, **161**, 515.
[43] Townes G. H. — *Astroph. J.*, 1947, **105**, 235.
[44] Pradell A. G. et Kusch P. — *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 1009.
[45] Schklovsky I. S. — *Astron. Zjourn. U.R.S.S.*, 1949, **26**, 10.
[46] Ewen H. I. et Purcell E. M. — *Nature*, 1951, **168**, 356.
[47] Muller C. A. et Oort J. H. — *Nature*, 1951, **168**, 357.
[48] Christiansen W. N. et Hindman J. V. — *Aust. J. Sc. Res.*, *A*, 1952, **5**, 437.
[49] Seeger Ch. L. et Williamson R. E. — *Astroph. J.* 1951, **113**, 21.
[50] *Sky and Telescope*, 1952, **11**, 138.
[51] Greenstein J. L. et Minkowski R. — *Astroph. J.*, 1953, **118**, 1.
[52] Van de Hulst H. C. — *The Observatory*, 1953, **73**, 129.

LETTRES A LA RÉDACTION

PERTURBATION DES BANDES FONDAMENTALES INFRAROUGES DE ClH ET DE CO PAR DIVERS GAZ COMPRIMÉS JUSQU'A 1 000 atm.

Par MM. R. Coulon, L. Galatry, B. Oksengorn, St. Robin et B. Vodar,

Laboratoire des Hautes Pressions, Bellevue (Seine-et-Oise).

On sait que pour la bande fondamentale de ClH, il apparaît sous forte pression un maximum central dont l'intensité dépend considérablement de la densité et de la nature du gaz compresseur [1]. Nous avons étendu les travaux déjà effectués [1] à d'autres gaz perturbateurs (He, H_2, O_2), dans le cas de ClH, et nous les avons repris avec CO (comprimé par N_2 et A). L'appareillage a déjà été décrit [1], [2]; les gaz utilisés sont du type commercial le plus pur.

Sur la figure 1 nous avons représenté les profils de la bande fondamentale de ClH pour des densités comparables des différents gaz perturbateurs; ces profils ont été obtenus en portant le coefficient d'extinction $\left(\text{défini par } \varepsilon = \frac{1}{l}\log_{10}\frac{I_0}{I}\right)$ pour une pression partielle de ClH de 1 atm en fonction du nombre d'onde en cm^{-1}. On observe de grosses variations avec la nature des gaz perturbateurs : avec He les perturbations sont faibles en regard de celles obtenues avec N_2 et la structure de rotation est encore visible dans la branche *P* pour une densité de 400 amagats. Les effets perturbateurs semblent croître dans l'ordre He, H_2, A, O_2, N_2.

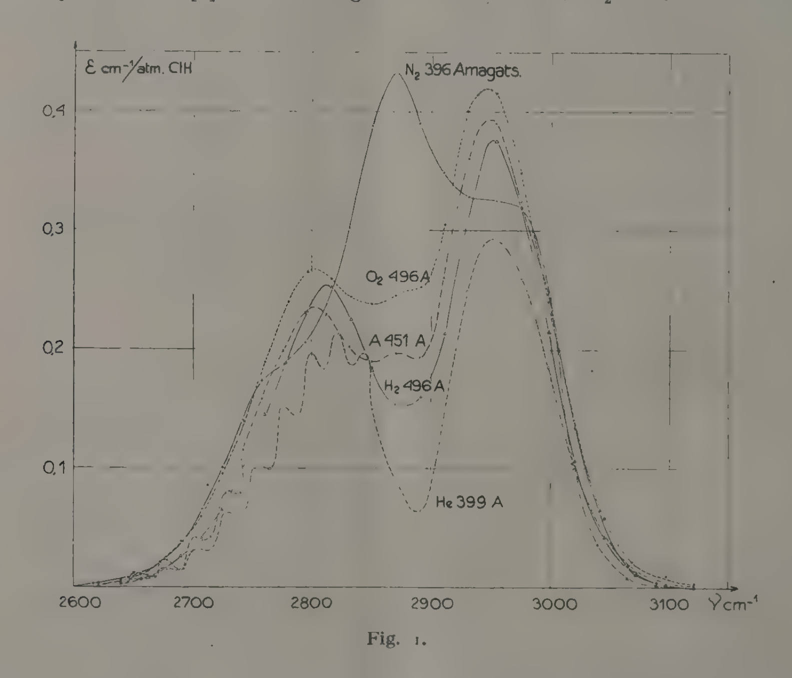


Fig. 1.

La figure 2 représente quelques profils de CO perturbé par N_2 (courbe I) et A (courbe II) pour diverses densités de N_2 et A; la forme de ces profils reste voisine dans les deux cas pour des densités égales. On n'observe pas de maximum central dans les conditions expérimentales, mais seulement un comblement notable de l'intervalle entre les deux branches *P* et *R*. La structure de rotation, beaucoup plus serrée que celle de ClH n'a pas été observée à basse pression (du fait du faible diamètre utile des fenêtres de nos bombes). Des mesures d'intensité totale effectuées par intégration mécanique sur des profils analogues à ceux de la figure 2 montrent que leur surface reste

constante au delà de 30 amagats, dans la limite des erreurs d'expérience, malgré les déformations (courbe III *fig.* 2) (¹).

Avec ClH, les augmentations d'intensité au centre de la bande peuvent être partiellement attribuées au moment induit dans les molécules ClH par le champ en retour [4]; qualitativement, on constate (*fig.* 1) que ces intensités sont dans l'ordre des polarisabilités, pour des gaz de même atomicité. Toutefois l'aspect nettement différent des bandes de O_2 et N_2, de polarisabilités voisines suggère qu'une interprétation uniquement basée sur le moment en retour est insuffisante [4] (²). Pour CO, des mesures effectuées jusqu'à 50 atm [3] avaient déjà montré que la surface de la bande varie peu au delà de 20 atm. Nos mesures montrent que cette intensité totale se maintient constante pour des pressions beaucoup plus élevées (atteignant 1000 atm). Ceci montre que l'absorption

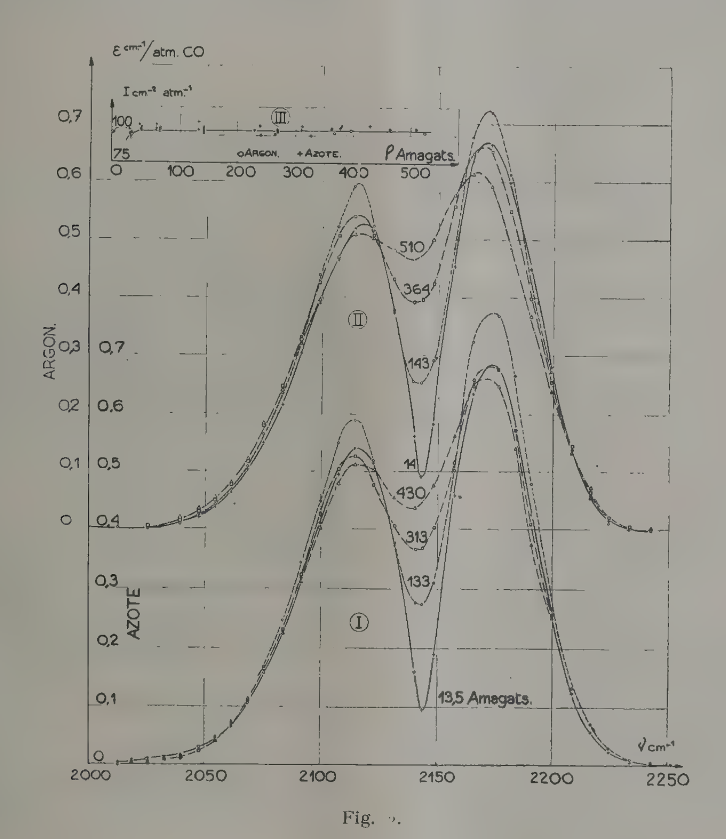


Fig. 2.

induite par les molécules perturbatrices est très faible dans ce cas; ce qui est à rapprocher du fait que le moment dipolaire de CO est petit. La faiblesse de ce moment dipolaire pourrait peut-être rendre compte également de la similitude des profils obtenus avec A et N_2 pour des densités comparables. Comme cela a déjà été suggéré [4] le comblement du centre de la bande pourrait s'expliquer par la gêne apportée à la rotation des molécules CO que l'on pourrait traiter en première approximation comme des rotateurs à axe fixe.

Manuscrit reçu le 30 octobre 1953.

(¹) Nous n'avons pas jusqu'ici déterminé avec une grande précision les pressions partielles de CO utilisées; nous avons adopté comme valeur absolue de l'intensité totale à basse pression la valeur limite déterminée par Penner et Weber [3].

(²) Mais on sait qu'avec O_2, des associations $(O_2)_2$ peuvent intervenir. Le nombre de telles associations pouvant atteindre 25 pour 100 du nombre total des molécules pour des pressions de l'ordre de 1000 atm [5], il est possible qu'un tel comportement du gaz perturbateur modifie la grandeur du champ en retour et change ainsi l'aspect du spectre par rapport à celui obtenu avec N_2.

[1] COULON R., OKSENGORN B., ROBIN St. et VODAR B. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **236**, 1481.
[2] Mme GRANIER-MAYENCE, ROBIN St. et VODAR B. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 1357.
[3] PENNER S. S. et WEBER D. — *J. Chem. Phys.*, 1951, **219**, 807.
[4] GALATRY L., VODAR B. et ROBIN St. — *C. R. Acad. Sc.*, 1953, **237**, 315.
[5] HERMAN L. — *Thèse*, Paris, 1939; *Ann. Physique*, 1939, **11**, 548.

PARTICULES DE GRAND PARCOURS ÉMANANT DES SOURCES DE POLONIUM.

Par Mlle Marie Ader,

Laboratoire de Physique atomique et moléculaire, Collège de France.

Nous avons signalé [1] l'émission par les sources de polonium, de particules dépassant 3,8 cm, parcours dans l'air des rayons α du polonium.

Nous avons pensé que ces particules pourraient être dues à l'action des rayons α du polonium soit sur l'hydrogène de l'air, soit sur l'hydrogène du support, soit sur l'humidité retenue dans la source.

A cet effet, nous avons cru pouvoir retrouver dans ces particules, les groupes que M. Tsien [2] a obtenus lors du bombardement d'une substance hydrogénée par les rayons α du polonium.

Après avoir irradié et développé convenablement des plaques photographiques C_2 Ilford 100 μ, nous avons mesuré un certain nombre de traces dans l'émulsion et nous avons constaté que lorsque ce nombre est d'environ 1000 à 1500, il semble en effet exister des groupes et l'on retrouve approximativement les résultats de M. Tsien. Mais lorsqu'on augmente d'une manière notable le nombre des mesures, la courbe nombre-parcours, au lieu de présenter des pics, devient plus régulière et prend une forme analogue à une branche d'hyperbole.

Nous avons examiné 8 500 traces de longueur variant entre 30 μ et plus de 300 μ.

Or les rayons α du polonium de 5,2 MeV et 22 μ de parcours dans l'émulsion, peuvent projeter dans une substance hydrogénée des protons d'énergie maximum de 3,3 MeV et de parcours maximum de 80 μ dans l'émulsion. D'où viennent alors les traces de très grand parcours mesurant de 80 μ à plus de 300 μ ?

On peut en attribuer quelques-unes à l'action des rayons α du polonium sur l'azote de l'air, celles dont le parcours dans l'émulsion ne dépasse pas 120 μ, parcours maximum des protons de l'azote dans l'émulsion. Resteraient les hypothèses de l'action des rayons α sur le support de la source, ou de l'émission de ces particules par la source elle-même.

Nous avons fait faire des dépôts de polonium sur des lames minces : 2 et 3 μ d'épaisseur, d'or, de platine, d'argent, de nickel et de polyvinyle et exposé pendant le même temps et symétriquement deux plaques photographiques aux deux faces de ces différentes sources, de telle manière qu'une plaque reçoit le rayonnement direct, l'autre le rayonnement après traversée du support qui sert d'écran.

Toutes les sources ont donné dans l'émulsion des traces de grand parcours et de très grand parcours allant jusqu'à plus de 300 μ et cela sur les deux faces. Ces traces de très grand parcours ont été également observées dans l'irradiation des plaques par la méthode des tubes [3].

Nous avons aussi placé devant une source déposée sur argent, des écrans minces d'or, de platine, d'argent et nous retrouvons toujours la même répartition des traces.

Le nombre des traces dépassant 22 μ dans l'émulsion semble être environ 1 pour 300 000 ou 1 pour 500 000 rayons α du polonium.

Le nombre des très grandes traces de plus de 120 μ dans l'émulsion est d'environ 12 à 15 pour 1000 des précédentes.

Les sources de polonium utilisées étaient d'intensités variant de 0,5 u.é.s. à plusieurs centaines d'unités électrostatiques et dans tous les cas nous avons observé dans l'émulsion des traces de grand parcours et de très grand parcours.

N'y aurait-il pas là une émission spontanée des noyaux de polonium, phénomène rare que seule la méthode photographique peut déceler efficacement ?

Manuscrit reçu le 14 octobre 1953.

[1] Ader M., Debiesse J. et Kahan T. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **234**, 827.
[2] Tsien S. T. — *J. Physique Rad.*, 1940, **1**, 1 et 103.
[3] Ader M. — *J. Physique Rad.*, 1952, **13**, 110-111.

PROPRIÉTÉS PIÉZO-OPTIQUES ET ÉLECTRO-OPTIQUES DE LA BLENDE.

Par Raymond Kara, Jean-Paul Mathieu et Henri Poulet,

Laboratoire des Recherches physiques, Sorbonne.

La blende, sulfure de zinc SZn, appartient au groupe de symétrie $T_d^2(F\bar{4}3m)$. Nous nous sommes proposés de mesurer la biréfringence développée dans un cristal [1] d'une part sous l'action d'une pression uniforme, de l'autre sous l'action d'un champ électrique uniforme. Les mesures ont été faites par la méthode du compensateur de Babinet, pour la radiation verte du mercure. La blende n'ayant pas de pouvoir rotatoire, les mesures sont plus simples que pour beaucoup d'autres cristaux piézoélectriques [2].

1. Effet piézo-optique. — Le parallélépipède cristallin est observé à travers deux faces du cube. On le comprime sur deux faces du dodécaèdre rhomboïdal, au moyen d'un levier chargé de poids et exerçant une pression par l'intermédiaire d'une bille d'acier, d'une lame de dural et d'une lame de plomb. La constante piézooptique appelée p_{44} par Cady [3] et a_{44} par Pockels [2] est reliée à la différence de marche δ, exprimée en longueurs d'onde λ, par la formule [4]

$$p_{44} = \frac{\delta}{P}\,\frac{2\lambda}{s_{44}\,l\,n_0^4},$$

l désignant l'épaisseur traversée, n_0 l'indice de réfraction, P la pression, s_{44} le module de torsion. On avait $\lambda = 546.10^{-7}$ cm, $l = 1{,}403$ cm, $n_0 = 2{,}40$, $s_{44} = 22{,}9.10^{-12}$ cm²/dyne [4]; la pression atteignait 2.10^7 dynes/cm².

On a observé qu'à mesure que la pression appliquée augmentait, la biréfringence croissait de plus en plus lentement, en même temps que les franges devenaient de moins en moins nettes. Ces phénomènes gênants sont vraisemblablement dus aux biréfringences irré-

gulières signalées par Buttgenbach et Gaubert [5] et qui se développeraient ici lorsque les inévitables manques d'uniformité dans la pression deviennent assez grands. Nous avons donc conservé seulement de nos mesures les nombres correspondant à des pressions assez faibles pour que le rapport $\frac{\delta}{P}$ restât linéaire.

Le signe de p_{44} a été déterminé par comparaison de la biréfringence avec celle du verre comprimé. On a trouvé

$$p_{44} = -0{,}0044 \pm 0{,}0006.$$

2. **Effet électro-optique.** — Le parallélépipède cristallin est observé à travers deux faces du dodécaèdre rhomboïdal et le champ électrique est normal à deux faces du cube ([2], p. 34). La différence de potentiel, appliquée par des électrodes de mercure, est obtenue à l'aide d'un redresseur en pont doubleur de tension, muni de deux lampes EY 51 et de deux capacités de 500 pF, suivi d'un filtre symétrique à deux résistances de 30 MΩ et une capacité de 500 pF. Le pont est alimenté par le secteur alternatif 120 V, par l'intermédiaire d'un alternostat et d'un transformateur élévateur. La constante électro-optique, appelée r_{41} par Cady [3] et e_{41} par Pockels, est donnée par la formule ([2], p. 67).

$$r_{41} = \frac{\delta}{E}\,\frac{2\lambda}{\eta' l n_0^3},$$

$E = \frac{V}{d}$ désignant le champ électrique, η' la susceptibilité électrique à tension constante (que Pockels désigne par χ). On avait $l = 0{,}509$ cm, $d = 1{,}403$ cm; pour des valeurs de V allant jusque 9 000 V, la relation entre δ et E reste linéaire. On a

$$r_{41}\eta' = 6{,}4.10^{-8} \pm 0{,}3.10^{-8}\ \text{U. E. S. C. G. S.}$$

Si la biréfringence mesurée dans le champ électrique était due seulement à la déformation produite par l'effet piézoélectrique inverse, on devrait avoir [3] :

$$r_{41}\eta' = p_{44} d_{14}.$$

Or $d_{14} = -9{,}7.10^{-8}$ [3], d'où $p_{44} d_{14} = 0{,}042.10^{-8}$.

Cette valeur étant considérablement inférieure à la valeur mesurée pour $r_{41}\eta'$, on voit qu'il existe un effet direct du champ électrique sur la biréfringence.

Manuscrit reçu le 21 octobre 1953.

[1] Provenant de Pico de Europa, et aimablement donné par M. le Professeur Orcel. Ce cristal a déjà servi à des études optiques (*C. R. Acad. Sc.*, 1951, **233**, 32; et 1953, **236**, 371).
[2] Pockels F. — *Abhandl. der Gesell. Wiss. Göttingen*, 1893, **39**, 40.
[3] Cady. — *Piézoélectricity*, New-York, 1946.
[4] Pockels F. — *Ann. Physik*, 1889, **37**, 376.
[5] Gaubert P. — *Bull. Soc. Fr. Min.*, 1902, **25**, 154.

ONDES DE BRILLANCE EN ÉLECTROLUMINESCENCE ET DANS LES EFFETS LUMINEUX « DE SURFACE ».

Par Mme G. Curie et M. D. Curie,
Laboratoire de Luminescence (P. C. B.),
Faculté des Sciences de Paris.

Selon la théorie de l'électroluminescence des phosphores cristallins (Zn S, Zn O, SiO_4Zn) que nous admettons d'après Destriau [1], l'émission lumineuse serait due à l'accélération des électrons de conductibilité par le champ électrique régnant à l'intérieur de la substance : les électrons accélérés choquent les centres luminogènes et les excitent. L'électroluminescence serait donc essentiellement un *effet de volume*, en ce sens que c'est le champ interne qui produit le phénomène [2].

Cependant, avec certaines cellules — en particulier à diélectrique relativement peu résistant —, le champ

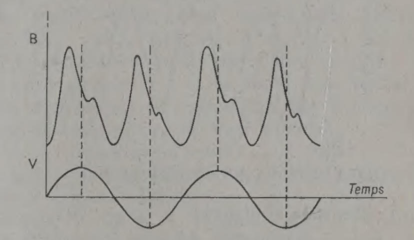


Fig. 1. — Ondes de brillance en électroluminescence. V, tension appliquée; B, brillance. Noter la forme complexe des ondes et le déphasage φ $\left(\text{tg}\,\varphi = \frac{4\pi}{K\rho\omega}\right)$.

peut n'être suffisamment intense que dans la région de la barrière superficielle, de sorte que l'émission lumineuse sera pratiquement limitée à la surface au lieu de s'étendre à toute la cellule. D'autre part la nature de la surface influe sur l'intensité du phénomène. La théorie d'accélération des électrons par le champ interne rend compte de ces effets [2]; mais on conçoit que divers auteurs [3] aient été amenés à considérer au contraire l'électroluminescence comme un *effet de surface*, la rapprochant de l'émission lumineuse observée sur divers redresseurs lorsqu'on applique la tension, telles la luminescence du carborandum [4], la luminescence anodique de l'aluminium [5]. L'explication de ces phénomènes fait intervenir, soit une émission de champ à travers une barrière de potentiel superficielle, soit la recombinaison d'électrons et de trous au voisinage immédiat d'une jonction *p-n*. L'épaisseur de la couche lumineuse est alors de l'ordre des microns.

L'un de nous a déjà présenté divers arguments en faveur de l'interprétation « effet de volume » pour l'électroluminescence [2]. Voici une nouvelle expérience qui appuie cette interprétation :

Au moyen d'un oscillographe à deux spots, on étudie le déphasage de la brillance (mesurée par un photomultiplicateur débitant dans une résistance de charge, la d.d.p. aux extrémités de celle-ci étant appliquée à l'une des paires de plaques) par rapport

à la tension (secteur ~, appliqué à l'autre paire de plaques). M. Destriau a déjà montré [1] que les ondes de brillance en électroluminescence sont déphasées en avant par rapport à la tension (*fig.* 1) et a pu expliquer ce résultat par un déphasage égal du champ interne.

Nous avons étudié parallèlement, avec son montage qu'il a bien voulu mettre à notre disposition, les ondes de brillance de SiC et de la luminescence anodique. La figure 2 montre les apparences observées à l'oscillographe.

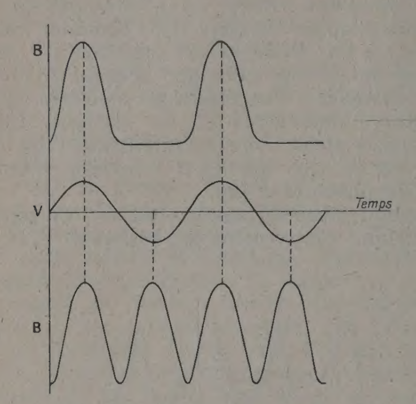


Fig. 2. — Ondes de brillance dans les effets purement superficiels.

Au milieu : Tension appliquée.

En haut : Ondes de brillance fournies par Si C. La lumière n'apparaît que lorsque le cristal est positif, de manière que les électrons amenés par le courant rentrent dans le cristal, dont l'intérieur est de type *p*, pour s'y recombiner avec les trous qui s'y trouvent.

En bas : Ondes de brillance en luminescence anodique. Ici l'on a de la lumière pour chaque signe de la tension car on recueillait la lumière émise par les deux électrodes d'aluminium.

Ainsi *l'expérience montre, dans les effets connus comme purement superficiels, l'absence du déphasage brillance-tension qui est la règle lors de l'électroluminescence.*

Manuscrit reçu le 24 octobre 1953.

[1] DESTRIAU G. — *Phil. Mag.*, 1947, **38**, 700.

[2] CURIE D. — *J. Physique Rad.*, 1953, **14**, 510 et 672.

[3] HEBB M. H. — Rapport General Electric Co (non publié). DIEMER G. et ZALM P. — *Comm. Spring. Meeting Electroc. Soc.*, 12 avril 1953.

[4] LOSSEW O. — *Phil. Mag.*, 1928, **6**, 1024. *Physik Z.*, 1929, **30**, 920; 1931, **32**, 695; 1933, **34**, 397. *C. R. Acad. Sc. U.S.S.R.*, 1940, **29**, 363.
LEHOVEC K., ACCARDO G. et JAMGOGHIAN E. — *Phys. Rev.*, 1951, **83**, 603; 1953, **89**, 20.

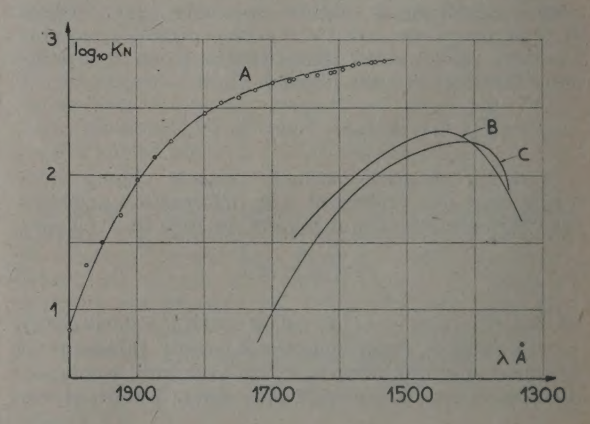
[5] DEKKER A. J. et URQUHART H. M. A. — *J. Appl. Phys.*, 1950, **21**, 708.
VAN GEEL W. — *Physica*, 1951, **17**, 761.

SPECTRE D'ABSORPTION DE L'OXYGÈNE SOLIDE ENTRE 2000 ET 1500 Å.

Par M. Jacques ROMAND
et Mme Janine GRANIER-MAYENCE,
Laboratoire d'Enseignement de Physique de la Sorbonne.

L'oxygène étant l'un des constituants les plus importants de l'atmosphère, il n'est pas étonnant que son étude spectroscopique ait fait l'objet de nombreuses recherches. A l'état solide, son spectre d'absorption est connu depuis longtemps dans le visible et l'ultraviolet [1]. Ce spectre présentant des différences notables avec celui observé à l'état gazeux, nous avons essayé de prolonger cette comparaison dans l'ultraviolet lointain.

Ce travail a été effectué sur le même montage que dans le cas de l'oxyde azoteux et l'oxyde azotique solides [2], à la température de 20° K. On a évaporé pendant des temps croissants allant de 10 s à 5 mn, avec des pressions d'évaporation de 1 cm et 4 mm. Si nous avons pu observer que le rapport $\frac{d}{p}$ de la densité optique à la pression d'évaporation est le même pour les deux pressions que nous avons employées, par contre le rapport $\frac{d}{t}$ de la densité optique au temps d'évaporation varie avec ce dernier et décroît suivant une loi approximativement hyperbolique. L'étude détaillée de ce phénomène et de ses causes nécessite des expériences répétées dans des conditions variées ainsi qu'un contrôle direct de l'épaisseur qu'il nous est difficile de réaliser dans les conditions actuelles et nous avons évalué grossièrement les coefficients d'absorption en nous basant toujours sur les premières couches évaporées.



Les résultats obtenus sont rassemblés sur la figure ci-contre (courbe A), où l'on a porté $\log_{10} K_N$ en fonction de $\lambda (K_N = \varepsilon c)$. Le spectre se compose d'une bande continue dont nous n'avons pas pu préciser la position du maximum parce que la courbe est trop aplatie dans cette région et que l'absorption générale à basse température limite nos déterminations à 1500 Å. Nous n'avons pas observé d'absorption notable dans la région 2 000-2 400 Å.

Le spectre du gaz dans cette région se compose des bandes de Schumann-Runge bien connues et d'une bande continue due à la même transition dont le maximum se trouve au voisinage de 1450 Å. La courbe B représente les résultats de Ladenburg et van Voorhis [3] concernant cette bande, alors que C correspond aux mesures de Watanabe et ses collaborateurs [4]. Les résultats obtenus par ces auteurs diffèrent nettement et les quelques expériences préliminaires que nous avons faites sur le gaz sont insuffisantes pour trancher la question. Il est nécessaire, surtout en considération des effets d'irradiation observés par Ladenburg et van Voorhis, de reprendre les mesures en faisant varier l'épaisseur du gaz, ce que les auteurs précédents n'ont pas fait.

Nous n'avons pas observé sur le solide les bandes de vibration faisant partie du spectre du gaz. Il n'est pas impossible que l'intensité de ces bandes soit trop faible pour que nous puissions les apercevoir, car nous ne pouvons augmenter beaucoup l'épaisseur des couches sans avoir une diffusion très gênante. Quant à la bande continue, elle semble élargie par rapport à celle du gaz, le manque de données sur la position du maximum ne permettant pas de préciser s'il y a déplacement ou non.

Cette bande continue observée sur le solide peut avoir la même origine que celle du gaz. On sait [1] que l'oxygène solide peut exister sous trois formes différentes α, β, γ, selon la température; bien que nous ne connaissions pas exactement la température du support mais seulement celle des pièces métalliques avec lesquelles il est en contact (20° K), il semble que nous soyons en présence de la forme α, le point de transition $\beta \rightarrow \alpha$ se situant à 24° K. Or l'étude du spectre infrarouge de l'oxygène solide [5] a montré que la fréquence fondamentale du solide β (1595 cm^{-1}) est légèrement différente de celle du solide γ, cette dernière étant identique à celle du gaz et du liquide (1559 cm^{-1}); malheureusement la fréquence fondamentale correspondant à la forme α est inconnue. Si néanmoins elle reste du même ordre de grandeur que pour β, l'état de base est relativement peu modifié et nos résultats montrent que l'état excité doit présenter des différences notables avec celui de la molécule à l'état gazeux. Mais la molécule d'oxygène étant non polaire on aurait pu s'attendre à un état excité peu modifié, comme c'est le cas pour l'oxyde azoteux. Il semble donc difficile d'expliquer les différences relativement importantes entre les spectres des deux états sans tenir compte de l'association de l'oxygène en molécules O_4. En effet on considère généralement [6], [7] que l'oxygène condensé contient une forte proportion de molécules polymérisées, et si en infrarouge aucune fréquence correspondant à O_4 n'a été observée à l'état condensé [8] cela provient sans doute de la très faible valeur de l'énergie de la lisaison O_2—O_2 (130 cal/mol).

Manuscrit reçu le 6 novembre 1953.

Note ajoutée aux épreuves (23 novembre 1953). Dans une publication parue récemment (*Proc. Roy. Soc., A*, 220, 1953, 61-70), Ditchburn et Heddle donnent les résultats qu'ils ont obtenus dans l'étude de l'oxygène gazeux. Ces auteurs ont utilisé trois épaisseurs différentes et leurs résultats sont en accord avec ceux de Ladenburg et Van Voorhis.

[1] Prikhotko A., Ruhemann M. et Federilenko A. — *Phys. Z. Soviet.*, 1935, **7**, 410.
[2] Granier-Mayence J. et Romand J. — *C. R. Acad. Sc.*, 1952, **235**, 1023 et 1953, **236**, 1148.
[3] Ladenburg R. et Van Voorhis C. C. — *Phys. Rev.*, 1933, **43**, 315.
[4] Watanabe K., Inn E. C. Y. et Zelikoff M. — *J. Chem. Phys.*, 1953, **21**, 1026.
[5] Smith A. L., Keller W. E. et Johnston H. L. — *Phys. Rev.*, 1950, **79**, 728.
[6] Ellis J. W. et Kneiser H. O. — *Z. Physik*, 1933, **86**, 583.
[7] Salow H. et Steiner W. — *Z. Physik*, 1936, **99**, 137.
[8] Smith A. L. et Johnston H. L. — *J. Chem. Phys.*, 1952, **20**, 1972.

LE JOURNAL DE PHYSIQUE ET LE RADIUM. TOME 15, JANVIER 1954, PAGE 63.

REVUE DES LIVRES

Nègre (A.), **L'homme et la bombe** (1 vol. 12 × 19 cm, 200 pages, Hachette, Paris, 1951, 600 f).

Ce livre traite des effets biologiques de la bombe atomique. Il n'intéresse pas directement le physicien (les considérations physiques du début de l'Ouvrage sont courtes et élémentaires), mais le biologiste ou plutôt, comme c'est un Ouvrage de vulgarisation, quiconque s'intéresse aux problèmes biologiques soulevés par l'utilisation de l'énergie nucléaire : effets destructeurs de la bombe, défense anti-atomique, utilisation médicale et biologique de l'énergie atomique.

J. Combrisson.

Feather (N.), **Nuclear stability rules** (1 vol. 14 × 21,5 cm, 160 pages, Cambridge University Press, Londres, 1952, 20 s).

Le Professeur Feather, dans cette monographie, présente une vue d'ensemble des expériences et résultats de physique nucléaire. Il offre au théoricien une accumulation de faits expérimentaux, bien ordonnés, de nombreuses données numériques et une abondante bibliographie.

J. Combrisson.

Stahel (E.), **Précis de Physique générale**. Tome IV : *La structure de la matière* (1 vol. 16 × 25 cm, 176 pages, Dunod, Paris, 1952 et Éditions du Griffon, Neuchâtel (Suisse), broché : 1160 f).

L'auteur a délibérément envisagé la Physique au point de vue corpusculaire. Il expose comment on peut, au moins partiellement, retrouver les propriétés macroscopiques de la matière en considérant les particules élémentaires.

Il a repris pour plan de son livre ce qu'il appelle les trois étages de l'analyse de la structure de la matière par le physicien :

— Existence des atomes, théorie cinétique de la matière;
— Structure de l'atome : Physique atomique;
— Structure du noyau : Physique nucléaire.

Matérialiser un dessein aussi vaste en quelques 165 pages ne permet de dégager que les idées générales à l'exclusion des calculs ou démonstrations, c'est le caractère nécessaire d'un tel Ouvrage. L'auteur a su éviter de donner une trop sèche énumération des nombreux faits qu'il considère.

Extrait de la table des matières :

1. *Théorie cinétique de la matière :* Généralités; Théorie cinétique des gaz; Détermination de la constante d'Avogadro; Autres applications des méthodes statistiques; Echecs de la théorie statistique classique; nouvelles statistiques.

2. *Physique atomique :* l'Atome d'hydrogène; La lumière; Théorie générale des atomes; les rayons X; Constitution des corps solides; Les molécules.

3. *Physique nucléaire :* Généralités; Appareils de mesures; Propriétés générales des noyaux; Les corpuscules constituants de la matière et de l'énergie; La décomposition radioactive naturelle; Rayons α, β, γ; Transmutation artificielle; Applications pratiques.

J. Badoz.

Devienne (F. M.), **Condensation et absorption des molécules sur une surface en atmosphère raréfiée** (1 vol. 16,5 × 25 cm, 86 pages, Gauthier-Villars, Paris, 1952).

Cet Ouvrage correspond au fascicule LIII du *Mémorial des Sciences physiques.* L'auteur passe en revue les différents travaux sur les questions de condensation et d'absorption des molécules en atmosphère raréfiée. Il souligne l'importance de l'état de surface qui doit être rigoureusement défini pour obtenir des phénomènes reproductibles.

Il constate que la cinétique de ces phénomènes est mal définie et que l'on n'a pas étudié avec assez de soin la réversibilité.

Sur le plan théorique, on est obligé de dire que malgré les nombreuses théories proposées aucune ne permet de précision.

Ce fascicule est plaisant à lire et riche en enseignements.

Dupuy.

Ribeiro da Cunha (O. A.), **Confrontation entre la mécanique rationnelle et la théorie de la relativité restreinte** (1 vol. 22 × 28 cm, 121 pages, Gauthier-Villars, Paris, 1952, 1750 f).

L'auteur expose la théorie de la relativité restreinte et à chaque pas approfondit et discute les raisonnements.

Dupuy.

Françon (M.), **Contraste de phase et contraste par interférences** (1 vol. 15,5 × 24,5 cm, 264 pages, *Revue d'Optique*, Paris, 1952, 2 200 f).

Compte rendu d'un Colloque tenu à Paris en mai 1951. L'Ouvrage groupe 30 Mémoires présentés à ce Colloque.

Vassy (A.), **Fondements théoriques de la photographie** (1 vol. 15 × 24 cm, 146 pages, *Revue d'Optique*, Paris, 1953).

Cet Ouvrage a été le sujet d'un cours libre professé à la Faculté des Sciences de Paris.

Après un historique, l'auteur traite de l'action de la lumière sur les cristaux d'halogénures, de l'action de la lumière sur les émulsions non chromatisées, de la sensibilisation, de l'action des rayons X, des rayons γ, des corpuscules chargés, enfin du développement.

Destouches (J. L.), **Méthodologie. Notions géométriques** (1 vol. 16,5 × 25,5 cm, XIV-228 pages, Gauthier-Villars Paris, 1953, 3000 f).

Amat (G.), **Contribution à l'étude de l'intensité des bandes d'absorption infrarouge** (1 vol. 18 × 27 cm, 116 pages, Service de documentation et d'information technique de l'Aéronautique, Paris, 1953, 1000 f).

Qu'il s'agisse de l'utilisation d'un carburant ou d'un lubrifiant, pour arriver à une utilisation rationnelle, il est nécessaire de posséder le maximum de renseignements sur la structure des principaux carbures qui s'y trouvent contenus. La spectrographie infrarouge est très efficace pour fournir une analyse qualitative, parfois même une analyse quantitative. L'auteur indique les différents facteurs qui peuvent fausser les mesures, discute les tentatives faites pour déduire des spectres expérimentaux les valeurs des coefficients d'absorption, puis propose une méthode nouvelle.

Vernotte (P.), **Le point de vue du physicien dans le problème du lissage des courbes expérimentales** (1 vol. 18 × 27 cm, 23 pages, Service de documentation et d'information technique de l'Aéronautique, Paris, 1952, 400 f).

Duncan (W. J.), **Similitude physique et analyse dimensionnelle** (1 vol. 14 × 21 cm, VII+156 pages, Edward Arnold and Co, Londres, 1953, 30 s).

L'auteur de cet excellent Ouvrage a eu pour but de présenter de façon élémentaire les questions d'analyse dimensionnelle en les reliant de façon originale à la théorie de la similitude physique. Les titres des différents chapitres montrent les divers domaines d'application de l'analyse dimensionnelle.

Après un chapitre d'introduction, l'auteur reprend les idées classiques sur les unités et les mesures, puis expose la similitude en géométrie et en cinématique, ce qui conduit le lecteur aux divers aspects de la similitude dans la mécanique newtonienne.

Le chapitre V est relatif à l'analyse dimensionnelle, les méthodes de cette analyse sont appliquées au mouvement des fluides, au transfert de chaleur, à l'électromagnétisme.

Pour terminer, l'auteur fait une revue critique de cette méthode, il examine l'utilisation des groupes sans dimension au cas particulier des hélices, des moulins à vent, des pompes, des turbines hydrauliques, des avions.

Le dernier chapitre traite de façon détaillée certains problèmes de similitude.

Dupuy.

Sedille (M.), **Précis de mécanique des fluides à l'usage des Ingénieurs** (1 vol. 15,5 × 24 cm, VIII+136 pages, Dunod, Paris, 1953, 780 f).

L'auteur, dans un nombre de pages aussi restreint a su mettre en relief les idées et les faits essentiels relatifs à l'écoulement des fluides. Comme il le dit lui-même dans une introduction, cette étude constitue surtout un résumé.

L'Ouvrage est divisé en onze chapitres. Les trois premiers traitant des fluides parfaits : Équations générales des fluides parfaits; écoulements à potentiel; similitude. Le quatrième est l'exposé des généralités sur les fluides réels. Il est suivi par l'étude des propriétés des écoulements laminaires, turbulents et de l'influence de la rugosité.

Le chapitre VIII traite de la résistance de forme, des sillages, des décollements; le suivant englobe les divers cas d'application des équations des fluides parfaits.

Les fluides compressibles sont étudiés ensuite; pour terminer, l'auteur a rapidement abordé les échanges thermiques qui sont liés au mouvement des fluides.

Dupuy.

Le Gérant : Maurice Blondin. 145091 Imp. Gauthier-Villars, 55, quai des Grands-Augustins, Paris. — 1954.